



FRIEDRICH–SCHILLER–UNIVERSITÄT JENA

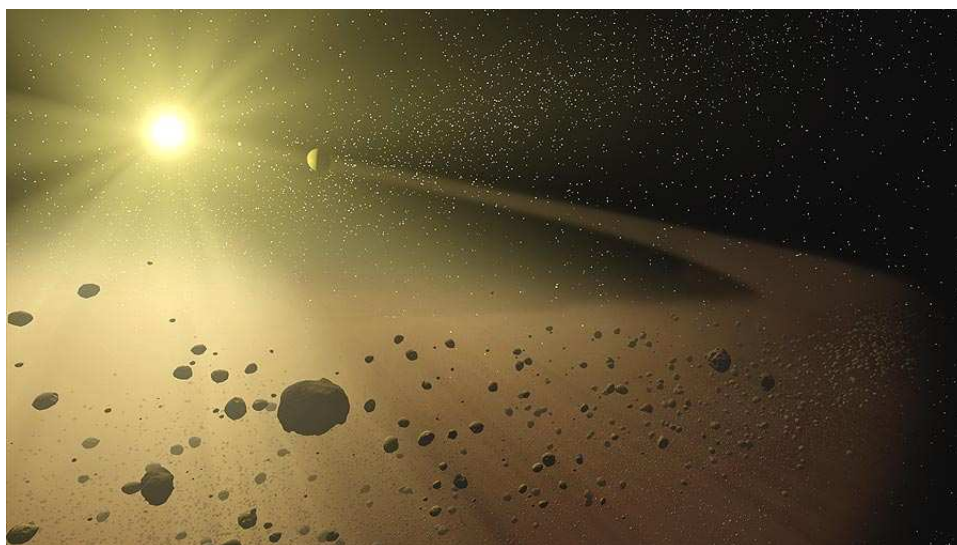
PHYSIKALISCH–ASTRONOMISCHE FAKULTÄT

ASTROPHYSIKALISCHES INSTITUT UND
UNIVERSITÄTS–STERNWARTE



Diplomarbeit

Berechnung photometrischer Eigenschaften von zirkumstellaren Trümmerscheiben



Eingereicht von: Sebastian Müller
geb. am: 21.03.1983 in Dortmund

August 2007

1. Gutachter: Prof. Dr. A. V. Krivov

2. Gutachter: Prof. Dr. R. Neuhäuser

Tag der Verleihung des Diploms: _____

Der unermesslich reichen, stets sich erneuernden Natur gegenüber wird der Mensch, soweit er auch in der wissenschaftlichen Erkenntnis fortgeschritten sein mag, immer das sich wundernde Kind bleiben und muss sich stets auf neue Überraschungen gefaßt machen.

MAX PLANCK

Quelle des Titelbildes:

<http://photojournal.jpl.nasa.gov/catalog/pia07096>

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	vi
Tabellenverzeichnis	viii
1 Einleitung	1
1.1 Zirkumstellare Trümmerscheiben	1
1.2 Beobachtung im Infrarot	4
1.2.1 <i>Infrared Astronomical Satellite (IRAS)</i>	5
1.2.2 <i>Infrared Space Observatory (ISO)</i>	5
1.2.3 <i>Spitzer Space Telescope (Spitzer)</i>	5
1.3 Beobachtung von Trümmerscheiben	6
1.4 Zielsetzung	7
2 Theorie	9
2.1 Definitionen	9
2.1.1 Querschnittsoberflächendichte $\Sigma(r,s)$	9
2.1.2 Oberflächenzahldichte $N(r,s)$	9
2.1.3 Zahldichte $n(r,s)$	10
2.1.4 Mittlere, normale, geometrische optische Dicke τ	10
2.1.5 Berechnung der Oberflächenzahldichte für den einfachsten Fall	11
2.1.6 Gesamtmasse des Staubes	12
2.2 Strahlungsfluss einer zirkumstellaren Trümmerscheibe	12
2.2.1 Scheibe aus Planckschen Strahlern gleicher Größe	12
2.2.2 Scheibe aus Planckschen Strahlern verschiedener Größen	14

2.2.3	Scheibe aus nicht ideal strahlenden Teilchen verschiedener Größen . . .	14
2.3	Fractional Luminosity	15
2.4	Relevante Kräfte in zirkumstellaren Trümmerscheiben	17
2.4.1	Gravitation des Sterns	17
2.4.2	Strahlungsdruck	17
2.4.3	Poynting–Robertson–Effekt	18
2.4.4	Kollisionen	19
2.5	Streutheorie	20
2.5.1	Grundlagen der Elektrodynamik	20
2.5.2	Mie–Theorie	21
2.6	Berechnung des Sternspektrums	24
2.6.1	Die Transfergleichung	24
2.6.2	Anwendung auf eine Sternatmosphäre	25
3	Verwendete Programme	27
3.1	Berechnung der Absorptionseffizienz	27
3.2	<i>SpecCalc</i>	28
3.2.1	Eingabeparameter des <i>SpecCalc</i>	28
3.2.2	Arbeitsweise des <i>SpecCalc</i>	30
3.3	<i>Debris Disk Radiative Transfer Simulator</i>	31
4	Systeme um sonnenähnliche Sterne	33
4.1	Sonnensystem	33
4.1.1	Staub im Sonnensystem	33
4.1.2	Berechnung der SED	35
4.1.3	Überprüfung der Ergebnisse	37
4.1.4	Variation der Parameter	38
4.2	HD 72905	40
4.2.1	Beschreibung von HD 72905	40

4.2.2	Anwendung des <i>SpecCalc</i> auf HD 72905	41
5	Multiplanetensysteme	44
5.1	HD 69830	44
5.1.1	Beschreibung von HD 69830	44
5.1.2	Anwendung des <i>SpecCalc</i> auf HD 69830	47
6	Ungewöhnliche Systeme	51
6.1	Objekte ID 8 und ID 9 aus dem Cluster NGC 2547	51
6.1.1	Beschreibung von NGC 2547	51
6.1.2	Anwendung des <i>SpecCalc</i> auf ID 8 und ID 9	52
6.2	Vega	57
6.2.1	Beschreibung von Vega	57
6.2.2	Struktur des Systems von Vega nach Su et al. (2005)	58
6.2.3	Modell des Systems von Vega nach Krivov et al. (2006)	62
6.2.4	Vergleich	65
7	Zusammenfassung	68
7.1	Methoden und Annahmen	68
7.2	Ergebnisse	70
	Danksagung	73
A	Verwendete Zeichen und Symbole	74
B	Quellcode des <i>SpecCalc</i>	77
	Literatur	83

Abbildungsverzeichnis

1.1	Entstehung und Entwicklung von zirkumstellaren Scheiben (aus: S. Wolf, Protoplanetary Disks, Wilhelm und Else Heraeus - Physics School, Bad Honnef, 2005)	2
1.2	SEDs zu den verschiedenen Entwicklungsstufen (aus: S. Wolf, Protoplanetary Disks, Wilhelm und Else Heraeus - Physics School, Bad Honnef, 2005)	3
2.1	$\zeta(s)$ für drei verschiedene Spektraltypen	16
2.2	Bahnen für Teilchen in den drei verschiedenen β -Bereichen (aus: Krivov et al. (2006))	18
3.1	Absorptionseffizienz von Kohlenstoff (400°C Herstellungstemperatur) bei 1, 10, 100 und 1 000 μm Teilchengröße, berechnet mit der C/C++-Übersetzung von <i>BHMIE</i> (oben) und dem <i>MieCalc</i> (unten)	28
3.2	Muster einer Input-Datei des <i>SpecCalc</i> für ein System mit zwei Ringen aus jeweils zwei Komponenten	29
3.3	Muster einer Datei mit den Spektraldaten des Sterns	30
4.1	Berechnete SEDs der Zodiakalwolke und des Kuiper-Gürtels. Die verwendeten Massen entsprechen dem 30fachen der tatsächlich beobachteten Massen.	36
4.2	Vergleich der Rechnungen mit dem <i>SpecCalc</i> und dem <i>DDS</i> (unten) zusammen mit den Absorptionseffizienzen von Astrosilikat (oben)	37
4.3	Variation der Systemparameter ausgehend von einem PR-dominierten Kuiper-Gürtel	39
4.4	<i>IRS</i> -Spektrum von HD 72905 aus Beichman et al. (2006); bei dem geplotteten Sternspektrum handelt es sich um ein Kurucz Photosphärenmodell	41
4.5	Angepasste SED für HD 72905	42

5.1	<i>IRS</i> –Spektrum und <i>MIPS</i> –Messungen von HD 69830 aus Beichman et al. (2005); bei dem geplotteten Sternspektrum handelt es sich um ein Kurucz Photosphärenmodell	45
5.2	Grobe Skizze der Stabilitätszonen (grau) im System von HD 69830	46
5.3	Berechnete SEDs für HD 69830 für die in Tabelle 5.2 gegebenen Parameter . .	48
5.4	Berechnete SEDs für HD 69830 für die in Tabelle 5.3 gegebenen Parameter . .	49
6.1	Angepasste SED für NGC 2547 ID 8	53
6.2	Angepasste SED für NGC 2547 ID 9	55
6.3	Radiale Verläufe der optischen Dicke für die Anpassungen von ID 8 und ID 9 .	56
6.4	SED von Vega für Astrosilikatstaub und Staub aus einer Mischung von Astrosilikat und Kohlenstoff	59
6.5	Beste Anpassungen an die Messwerte von Vega	60
6.6	Berechnete SED für die in Krivov et al. (2006) gegebene Staubverteilung um Vega	63
6.7	Oberflächendichte in der von Krivov et al. (2006) gegebenen Staubverteilung um Vega	64
6.8	Vergleich der Oberflächendichte zwischen der ersten Anpassung von Su et al. (2005) und dem Fall (2) bei Krivov et al. (2006)	66
6.9	Vergleich der optischen Dicken in den verschiedenen, betrachteten Strukturen .	67

Tabellenverzeichnis

4.1	Parameter der betrachteten Systeme	35
4.2	Parameter der besten Anpassungen der SED von HD 72905 an die Beobach- tungsdaten	43
5.1	Eigenschaften der Planeten um HD 69830	45
5.2	Drei mögliche Sätze an Parametern zur Anpassung an die Beobachtungsdaten von HD 69830, abgeleitet von dem von Lisse et al. (2007) vorgeschlagenen Modell	48
5.3	Drei mögliche Sätze an Parametern zur Anpassung an die Beobachtungsdaten von HD 69830 für einen hypothetischen Ring in der inneren Stabilitätszone . .	49
6.1	Leuchtkräfte der beiden Objekte ID8 und ID 9 des offenen Sternhaufens NGC 2547	52
6.2	Parameter der besten Anpassungen der SEDs von ID 8 an die Beobachtungsdaten	53
6.3	Parameter der besten Anpassung der SEDs von ID 9 an die Beobachtungsdaten unter der Annahme eines Doppelrings	56
6.4	Parameter von Vega nach Su et al. (2005)	59
6.5	Parameter der Scheibe von Vega unter Berücksichtigung der Beobachtungen bei langen Wellenlängen	60
6.6	Parameter der Scheibe von Vega unter der Annahme eines Doppelrings	61
6.7	Gesamt- und Staubmassen nach etwa 325 Ma bei Berücksichtigung von krate- rierenden Kollisionen und bei deren Vernachlässigung	63
A.1	Auflistung der verwendeten Zeichen und Symbole	76

Kapitel 1

Einleitung

Die Neugier steht immer an erster Stelle eines Problems, das gelöst werden will.

GALILEO GALILEI

1.1 Zirkumstellare Trümmerscheiben

Schon lange ist die Existenz von Materie in Form von Staub und Gas im interstellaren Raum bekannt. Diese interstellare Materie (ISM) äußert sich durch Extinktion (besonders bei Dunkelwolken), Verfärbung und Polarisierung des Sternlichts, in (diffusen) Reflexions- und Emissionsnebeln, sowie durch das Auftreten von Absorptionslinien und -banden in den Spektren entfernter Sterne. Ballungsgebiete des ISM, sogenannte Dunkelwolken, können als Entstehungsgebiete von Sternen und den zugehörigen Systemen dienen (Becklin & Neugebauer, 1967; Lada, 1992, z. B.).

Wie in Abbildung 1.1a) angedeutet befinden sich innerhalb der Dunkelwolken Regionen, in denen die Dichte der ISM höher ist als im Rest der Wolke. Übersteigt nun in solchen Gebieten die Masse einen kritischen Wert, so überwiegt die Gravitationsenergie gegenüber der kinetischen (thermischen) Energie der Materie und es kommt zu einem gravitativen Kollaps (Bonnor, 1956; Larson, 1969, siehe Abbildung 1.1b)).

Aufgrund der stark steigenden Dichte hin zum Zentrum eines kollabierenden Gebietes bildet sich dort innerhalb von 10 000 bis 100 000 yr ein Protostern (Shu et al., 1993, siehe Abbildung 1.1c)). Er ist umgeben von einer Wolke aus verbleibender ISM, welche teilweise von dem Protostern akkretiert wird. Als Folge treten bipolare Ausflüsse aus dem Stern auf (Torbett, 1984). Die Wolke selber rotiert sowohl wegen des von der differentiellen Rotation der Milchstraße übernommenen Drehmoments, als auch auf Grund von Gasturbulenzen innerhalb der Wolke. Die Konsequenz ist ein Abflachen zu einer protoplanetaren Scheibe (Adams & Lin, 1993). Solche Systeme werden Class I-Systeme genannt.

Nach spätestens 1 Myr ist die Wolke komplett zu einer dichten Scheibe abgeflacht. Der Protostern hat sich in diesem Zeitraum zu einem T Tauri-Stern entwickelt (White et al., 2007). Immer noch findet Akkretion auf den Stern statt, so dass bipolare Ausflüsse beobachtet werden

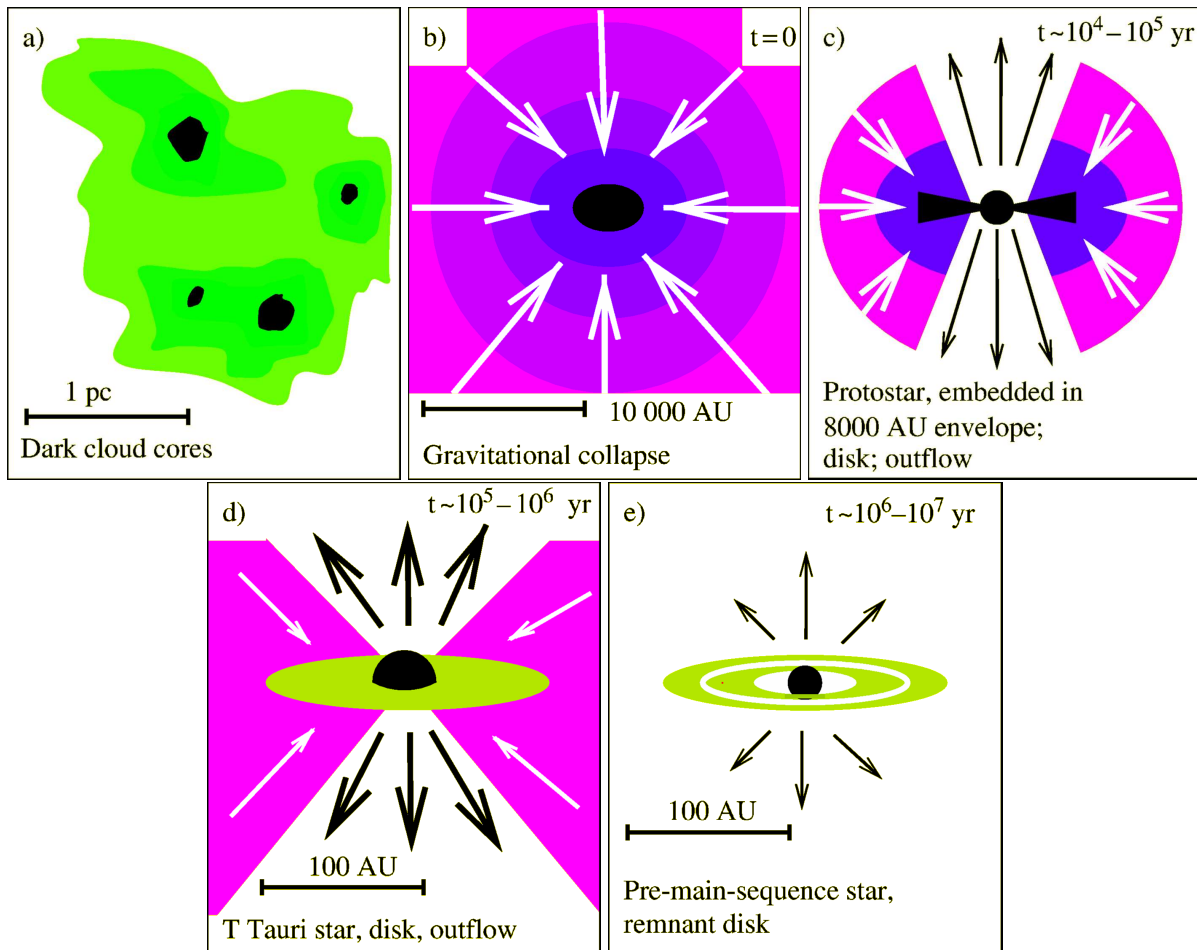


Abbildung 1.1: Entstehung und Entwicklung von zirkumstellaren Scheiben (aus: S. Wolf, Protoplanetary Disks, Wilhelm und Else Heraeus - Physics School, Bad Honnef, 2005)

können. Solch ein Class II-Objekt ist in Abbildung 1.1d) skizziert. Innerhalb der Scheibe kann es zur Bildung von Planeten kommen. Ein möglicher Mechanismus ist dabei das Wachstum von Staubpartikeln zu Planetesimalen (Weidenschilling & Cuzzi, 1993) und danach zu Planeten (Lissauer & Stewart, 1993). Als zweite Möglichkeit kommt wiederum ein gravitativer Kollaps des Scheibenmaterials in Frage, der für die Bildung von Planetesimalen verantwortlich ist (Goldreich & Ward, 1973).

Aufgrund von Sternwinden und Strahlungsdruck wird das Scheibenmaterial mit der Zeit ausgeblasen, so dass zwischen 1 und 10 Myr die Scheibe stark ausdünnt (Carpenter et al., 2005). Akkretion auf den sich nun im Zentrum befindenden Vor-Hauptreihenstern findet nicht mehr statt. Durch die inzwischen möglicherweise auftretenden Planeten kann es über gravitative Störungen zu einer Strukturierung in der Scheibe kommen (Abbildung 1.1d). Ein solches Class III-System findet in diesem Zeitraum seine endgültige räumliche Ausdehnung.

Zu Beginn des Stern- und Planetenbildungsprozesses beträgt das Verhältnis von Gas zu Staub in der protoplanetaren Wolke, entsprechend den Verhältnissen in der ISM, typischerweise etwa 100 : 1 (Hildebrand, 1983). Nach etwa 10^7 yr ist praktisch der gesamte Vorrat an Gas durch den Strahlungsdruck aus dem System transportiert worden. Neben den Planeten bleiben dann nur

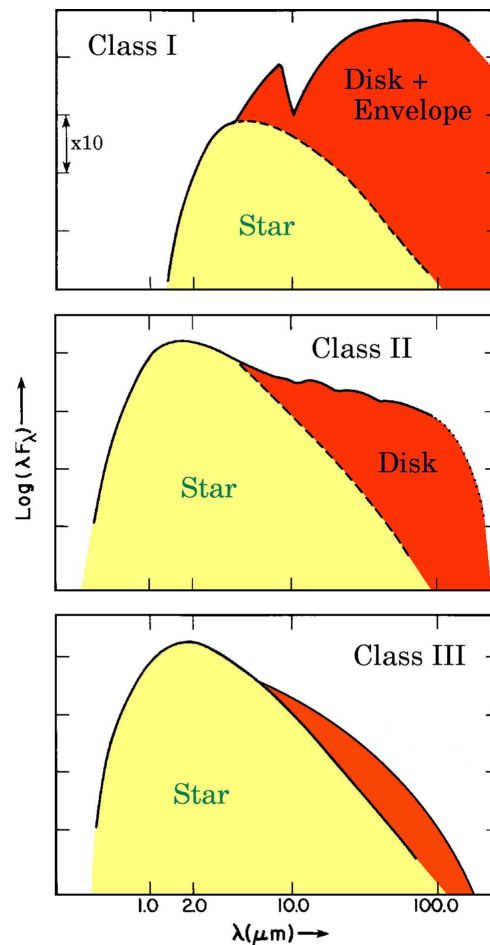


Abbildung 1.2: SEDs zu den verschiedenen Entwicklungsstufen (aus: S. Wolf, Protoplanetary Disks, Wilhelm und Else Heraeus - Physics School, Bad Honnef, 2005)

noch die Überreste der Planetenbildung in Form von kleinen μm -großen Staubeilchen bis hin zu großen Planetesimalen (Asteroiden, Kometen) mit Durchmessern bis zu einigen km übrig. Eine solche Scheibe nennt man Trümmerscheibe (engl.: debris disk).

Die gerade beschriebenen Entwicklungsstufen wurden von Adams et al. (1987) entsprechend der korrespondierenden spektralen Energieverteilungen (engl.: spectral energy distribution, SED) eingeführt. Die SEDs sind in Abbildung 1.2 schematisch dargestellt. Es ist offensichtlich, dass für Class I-Objekte der Protostern nicht zu sehen ist, da sein Spektrum von der thermischen Strahlung des Gases und des Staubes in der Wolke und der sich formenden Scheibe fast im gesamten Spektralbereich überdeckt wird. Erst nachdem die Wolke in Class II-Systemen vollends abgeflacht und genügend Material aus dem System getragen worden ist, ist der Stern im Optischen zu beobachten. Die protoplanetare Scheibe macht sich durch einen sehr starken Exzess im Infraroten bemerkbar. Gleiches gilt für Class III-Systeme. Da hier aber nur noch ein sehr geringer Bruchteil des ursprünglichen Materials in der Scheibe vorhanden ist, schwächt sich der Exzess stark ab. Das gleiche passiert beim Übergang zu Trümmerscheiben. Die SED hat also in etwa die gleiche Form wie die eines Class III-Objekts, nur mit einem weniger ausgeprägten Exzess.

Entscheidend für die Physik von Trümmerscheiben sind vor allem die Gravitation und der Strahlungsdruck des Sterns, sowie das Auftreten von Kollisionen zwischen den Teilchen. Die kleinsten Teilchen werden aufgrund des direkten Strahlungsdrucks aus dem System geblasen, größere Teilchen spiralisieren wegen des Poynting–Robertson–Effekts (sowohl auf Grund des strahlungsbedingten als auch des korpuskularen) ins Innere des Systems und werden in der Nähe des Sterns sublimiert. Die Entwicklung der größten Teilchen wird durch Kollisionen bestimmt.

Poynting–Robertson–Effekt und Kollisionen sind zwei rivalisierende Verlustmechanismen in Trümmerscheiben. Während die typischen Zeitskalen für ersteren linear mit der Teilchengröße anwachsen (Burns et al., 1979), sind für letzteren die optischen Dicken am bedeutendsten (Wyatt, 2005). Je dichter das Material in einer Scheibe verteilt ist, desto wahrscheinlicher sind Kollisionen und umso größer wird ihr Einfluss auf die Dynamik eines Systems gegenüber dem Poynting–Robertson–Effekt. Unabhängig davon, welcher Mechanismus in den jeweiligen Bereichen der Trümmerscheibe jedoch dominant ist, so gilt doch immer, dass die Zeitskalen wesentlich kürzer sind als das Alter des Sterns (Grün et al., 1985). Bei dem Scheibenmaterial kann es sich also nicht mehr um primordiales Material handeln. Eine genauere Beschreibung der wichtigsten Kräfte in zirkumstellaren Trümmerscheiben wird in Kapitel 2.4 gegeben.

1.2 Beobachtung im Infrarot

Wie die in Abbildung 1.2 gezeigten SEDs deutlich machen, ist die Detektion und Untersuchung von Trümmerscheiben auf Beobachtungen im Infrarot beschränkt. Erdgebundene Beobachtungen im Wellenlängenbereich von etwa 800 nm bis hin zu einigen mm sind allerdings nur bedingt möglich. Dies liegt an der Absorption von atmosphärischem Sauerstoff und Wasserdampf in diesem Spektralbereich. Lediglich im nahen ($[0,8 \mu\text{m}; 1,2 \mu\text{m}]$) und im fernsten Infrarot (Submillimeterbereich), sowie in wenigen Fenstern im mittleren Infrarot ($[1,2 \mu\text{m}; 20 \mu\text{m}]$) sind Beobachtungen vom Erdboden aus durchführbar. Für die übrigen Bereiche müssen flugzeug– (z. B. *Kuiper Airborn Observatory*), ballon– oder weltraumgestützte (*IRAS*, *ISO* und *Spitzer*) Teleskope verwendet werden.

Die Funktionsweise von Infrarot–Teleskopen entspricht der von optischen Spiegelteleskopen. Ein wichtiger Unterschied besteht allerdings darin, dass der Störeinfluss der thermischen Strahlung nicht nur der Erdatmosphäre, sondern auch der Teleskopteile wesentlich größer ist, als im Optischen. Neben der Verkleinerung des Gesichtsfeldes und der Minimierung von reflektierenden Flächen müssen daher Teleskop und Detektor gekühlt werden. So wurde beispielsweise der Detektor von *Spitzer* auf unter 5 K gekühlt.

Im Folgenden sollen die drei weltraumgestützten Teleskope *IRAS*, *ISO* und *Spitzer* kurz vorgestellt werden. Von ihnen stammen die wichtigsten der in dieser Arbeit verwendeten Beobachtungsdaten.

1.2.1 *Infrared Astronomical Satellite (IRAS)*

Die *IRAS*-Mission begann am 26. Januar 1983. Ab dem 19. Februar konnten Beobachtungen durchgeführt werden. Bis zum 22. November 1983 kreiste der Satellit mit seinem Ritchey–Chrétien–Teleskop (57 cm Apertur) in einer Höhe von 900 km in einem polnahen Orbit etwa 14 mal pro Tag um die Erde. Ziel der Mission war eine komplette Himmelsdurchmusterung bei 12, 25, 60 und 100 μm (Neugebauer et al., 1984). Dazu dienten zum einen das *low-resolution spectrometer* im Wellenlängenbereich von 7,5 – 23 μm mit einer Auflösung von etwa 20, zum anderen der *chopped photometric channel* bei 50 und 100 μm . Mit Hilfe von flüssigem Helium wurden die Geräte teilweise bis unter 3 K gekühlt.

Die im Zuge der *IRAS*-Mission erhaltenen Daten lassen sich über die von Mark Wyatt und Stephen McGill zusammengestellte *Debris Disk Database*¹ abrufen. Diese Werte sind allerdings noch nicht reduziert und bearbeitet, so dass sie nicht direkt verwendet werden können. Statt dessen muss die Literatur nach entsprechenden Daten durchsucht werden.

1.2.2 *Infrared Space Observatory (ISO)*

Am 17. November 1995 um 02.20 CET wurde der 2 500 kg schwere Infrarot-Satellit *ISO* mit einer Ariane 4-Rakete ins Weltall geschossen. Mit einer Periode von unter 24 h kreiste er bis Mai 1998 auf einem elliptischen Orbit mit einer Höhe des Apogäums von 70 600 km und des Perigäums von 1 000 km (Kessler et al., 1996). Für die verschiedenen Beobachtungen im Wellenlängenbereich von 2,5 – 240 μm waren eine Kamera (*ISOCAM*), ein Imaging Photopolarimeter (*ISOPHOT*), sowie zwei Spektrometer mit einem Auflösungsvermögen von 50 bis 30 000 für kurze (*SWS*) und lange Wellenlängen (*LWS*) an Bord des Satelliten untergebracht. Als Teleskop diente eine Ritchey–Chrétien-Anordnung mit einer Apertur von 60 cm. Zur Kühlung des Teleskops, der wissenschaftlichen Instrumente und der optischen Blenden auf 2 – 8 K waren beim Start 2 300 L superfluiden Heliums, sowie zusätzlich 60 L normalen flüssigen Heliums in Tanks untergebracht.

Beobachtungen von *ISO* waren auf die Zeit beschränkt, in der sich der Satellit außerhalb der van Allen-Gürtel aufhielt. Dies entsprach etwa 16,75 h pro Tag, wovon etwa 90 – 95 % für Beobachtungen genutzt wurden. Durchschnittlich konnten so am Tag etwa 45 Beobachtungen statt finden.

Die mit dem *SWS* (2,5 – 45,4 μm) gewonnenen Beobachtungsdaten wurden einheitlich reduziert und normiert (Sloan et al., 2003). Die so erhaltenen 1 239 Spektren sind im *ISO Data Archive* öffentlich zugänglich.

1.2.3 *Spitzer Space Telescope (Spitzer)*

Seit dem 25. August 2003 befindet sich *Spitzer*², der Erde folgend auf einem heliozentrischen Orbit. Die Mission war auf mindestens zweieinhalb Jahre ausgelegt, eine Lebenszeit des Te-

¹<http://www.roe.ac.uk/ukatc/research/ddd/query3.php>

²Informationen unter <http://www.spitzer.caltech.edu>

leskops von mehr als fünf Jahren ist aber angestrebt und wird wahrscheinlich auch erreicht. Verwendet wird ein Ritchey–Chrétien–Teleskop mit einer Apertur von 85 cm. Aufgrund des heliozentrischen Orbits ist *Spitzer* nicht den wärmenden Einflüssen der Erde ausgesetzt, so dass 360 L superfluiden Heliums zu Beginn der Mission zur Kühlung unter 5,5 K ausreichen.

An Bord des 950 kg schweren Raumfahrzeugs befinden sich drei Instrumente. Die Vierbandkamera *Infrared Array Camera (IRAC)* kann Bilder von $5,12' \times 2,12'$ Größe bei 3,6, 4,5, 5,8 und $8 \mu\text{m}$ aufnehmen. Mit dem *Infrared Spectrograph (IRS)* lassen sich Spektren mit hoher Auflösung in den Bereichen $10 - 19,5 \mu\text{m}$ und $19 - 37 \mu\text{m}$ und mit niedriger Auflösung bei $5,3 - 14 \mu\text{m}$ und $14 - 40 \mu\text{m}$ beobachten. Der *Multipand Imaging Photometer for Spitzer (MIPS)* ist zum einen in der Lage, Imaging bei 24, 70 und $160 \mu\text{m}$, als auch Spektroskopie für $50 - 100 \mu\text{m}$ zu betreiben. Sein Sichtfeld variiert zwischen $5' \times 5'$ und $0,5' \times 0,5'$.

1.3 Beobachtung von Trümmerscheiben

Der erste Beweis für die Existenz zirkumstellarer Trümmerscheiben (protoplanetare Scheiben um junge T Tauri- und Herbig Ae/Be-Sterne sind schon länger bekannt) gelang Aumann et al. (1984) durch die Auswertung von *IRAS*-Daten. In der spektralen Energieverteilung von α Lyr (Vega) fanden sie im Infraroten einen Exzess, der der thermischen Emission eines Rings aus Partikeln eines festen Materials entsprach. Dieses steht demnach im Strahlungsgleichgewicht mit dem Strahlungsfeld des Sterns bei einem Sternabstand von 85 AU und einer Temperatur von 85 K. Andere Erklärungsmöglichkeiten konnten ausgeschlossen werden. Als untere Grenze für die Teilchengröße bestimmten sie 0,12 cm.

Inzwischen ist eine Vielzahl von Sternen mit solch einem Exzess entdeckt worden; man geht von einer Häufigkeit von 10 – 20 % aller Hauptreihensterne aus, welche eine Trümmerscheibe besitzen (Fajardo-Acosta et al., 1999; Meyer et al., 2007). Dabei scheint die Wahrscheinlichkeit bei A-Sternen höher zu sein, als bei späteren Spektraltypen (Habing et al., 2001; Greaves & Wyatt, 2003). Bei den bisher entdeckten Systemen konnte kein Zusammenhang zwischen der Scheibenhäufigkeit und der Metallizität festgestellt werden (Bryden et al., 2006).

Mit den neuen Beobachtungsmöglichkeiten von *Spitzer* wurden Beobachtungsserien von sonnenähnlichen Sternen möglich. So zeigen Beobachtungen im Submillimeter- und Millimeterbereich in Verbindung mit *Spitzer*-Daten, dass in Trümmerscheiben bei 10 – 30 Myr eine wesentliche Entwicklung stattfindet, die entweder einem Massenverlust oder einer Änderung in den Staubopazitäten zuzuschreiben ist (Carpenter et al., 2005). In diesem Zusammenhang wurde festgestellt, dass verglichen mit den 13 ± 5 % der Sterne mit $70 \mu\text{m}$ -Exzess (Beichman et al., 2006), mit 2,5 % nur sehr wenige Systeme mit $24 \mu\text{m}$ -Exzess bekannt sind (Bryden et al., 2006). Dies bedeutet, dass extrasolare Analoga zum Asteroidengürtel offensichtlich wesentlich seltener sind, als die Analoga des Kuiper-Gürtels (natürlich sind die entdeckten Systeme wesentlich massereicher als die Staubsysteme im Sonnensystem). Silverstone et al. (2006) und Gorlova et al. (2007) konnten zeigen, dass dieser Umstand dadurch zu erklären ist, dass sich die Scheiben von innen nach außen auflösen. Das Staubmaterial und vor allem die Staub produzierenden Planetesimale sind nach 3 – 30 Myr aus dem Bereich zwischen 0,1 – 1 AU verschwunden, so dass kein heißer Staub mehr vorhanden ist, der die Flüsse bei $24 \mu\text{m}$ und kürzeren Wellenlängen erzeugen könnte.

Trotz dieser Tendenzen lassen sich starke Abweichungen in den Beobachtungen von Trümmerscheiben gleichartiger Sterne gleichen Alters feststellen (Rieke et al., 2005). Dies deutet auf zwei Dinge hin: erstens scheinen sich viele Trümmerscheiben grundsätzlich in Struktur und Aufbau zu unterscheiden. Zweitens scheinen Kollisionen zwischen großen Körpern und die darauf folgenden Kollisionskaskaden die Eigenschaften der Scheiben kurzzeitig (einige Myr) bestimmen zu können.

In Bezug auf den Aufbau der Teilchen in Trümmerscheiben wurde entdeckt, dass diese in älteren Systemen weniger porös sind, als in jüngeren Scheiben (Sheret et al., 2004). Eine Erklärungsmöglichkeit wäre, dass sich die ursprünglich flockigen, primordialen Teilchen im Zuge der Kollisionskaskade in der Scheibe immer mehr verdichten. Alternativ könnte dies auch eine Wirkung der Sternstrahlung sein.

Bei einigen wenigen Trümmerscheiben ist es inzwischen beispielsweise mit dem *Hubble Space Telescope*, *Spitzer* oder *SCUBA* gelungen – entweder in der gestreuten oder in der thermischen Emission – eine aufgelöste Abbildung zu erhalten. Interessanterweise zeigen einige dieser Aufnahmen die Anhäufung von Staub zu klumpigen Strukturen, andere wiederum die Ausbildung von Scheibenringen und Lücken und weitere Beobachtungen offenbaren das Auftreten von „Knicken“, sog. Warps. Modellrechnungen, z. B. von Mouillet et al. (1997), Moro-Martín & Malhotra (2003) oder Moro-Martín et al. (2005) zeigen, dass die Anwesenheit von Planeten, je nach der Wahl der Parameter, solche Scheibenstrukturen durch gravitative Störungen hervorrufen kann. Es ist zu erwarten, dass diese Strukturen ebenfalls einen Einfluss auf die spektrale Energieverteilung des jeweiligen Systems haben.

1.4 Zielsetzung

Die Verteilung von Staub und Kleinkörpern in einer Trümmerscheibe gibt Auskunft über die in den Scheiben wirkenden Mechanismen, sowie die Entwicklung und Entstehung von Scheiben und Planeten. Um also die Physik in solchen zirkumstellaren Systemen verstehen zu lernen, ist es von großem Interesse Informationen über den Scheibenaufbau zu gewinnen.

Dazu gibt es grundsätzlich zwei verschiedene Lösungsansätze. Zum einen kann man versuchen, unter der Annahme einfacher Scheibengeometrien und Teilchenverteilungen durch Variation der Systemparameter Infrarotbeobachtungen (egal ob aufgelöst oder unaufgelöst) anzufitten. In diesem Fall ist es wichtig, die erhaltenen Ergebnisse auf ihre physikalische Plausibilität zu prüfen. Zum anderen kann man auch genau andersherum vorgehen, indem man theoretisch dynamische Modelle von Trümmerscheiben erstellt. Die von diesen Modellen zu erwartenden Beobachtungsergebnisse können berechnet und dann mit tatsächlichen Beobachtungen verglichen werden. Man setzt also die Physik der Scheiben voraus und überprüft, ob die im Vorfeld getroffenen Annahmen korrekt waren.

Der Nachteil des ersten Ansatzes besteht zum einen darin, dass die gemachten Annahmen zum Scheibenaufbau zu einfach sein können, um die tatsächliche Situation in den betrachteten Systemen wiederzugeben. Zum anderen ist die Anzahl an Freiheitsgraden meist sehr hoch, so dass die erzielten Anpassungen möglicherweise nicht eindeutig sind. Bei dem zweiten Ansatz ist das Problem, dass es im Voraus oft schwer abzuschätzen ist, welche physikalischen Effekte in den

Scheiben einen Einfluss haben könnten. Des Weiteren ist die Physik einiger Mechanismen nur unzureichend bekannt und es müssen stark vereinfachende Beschreibungen verwendet werden.

Im Zuge dieser Arbeit soll von beiden Ansätzen Gebrauch gemacht werden. Nach kurzen Voruntersuchungen zum Sonnensystem wird der erste Lösungsansatz auf mehrere, äußerst unterschiedliche Systeme angewendet. Zum Abschluss wird ein dynamisches Modell für Trümmerscheiben von Krivov et al. (2006) verwendet, um es mit Beobachtungsdaten zu vergleichen und so eine Aussage über die Korrektheit der dynamischen Behandlung des Systems zu treffen.

Der Einfachheit halber werden dazu mehrere Annahmen gemacht. Grundsätzlich soll nur thermische Emission der Staubteilchen vom nahen Infrarot bis zum Submillimeterbereich betrachtet werden; das am Staub gestreute Sternlicht wird nicht betrachtet. Alle Scheiben werden als axial symmetrisch aufgefasst. Systeme mit oben beschriebenen Warps werden also nicht berücksichtigt. Es wird vorausgesetzt, dass die Scheiben optisch dünn sind. Somit muss Strahlungstransport nicht berücksichtigt werden. Zusammen mit der Vernachlässigung des Streulichts ermöglicht dies zudem die vertikale Ausdehnung der Scheibe zu ignorieren. Die betrachteten Größen zur Staubverteilung sind also als Projektionen in die Ekliptikebene des Systems zu verstehen. Außerdem werden die Staubteilchen der Trümmerscheiben als sphärisch und homogen aufgefasst, was die Anwendung der Mie-Theorie ermöglicht. In wieweit diese Annahmen gerechtfertigt sind oder die Ergebnisse möglicherweise verfälschen wird in Kapitel 7 diskutiert.

Kapitel 2

Theorie

Die Entwicklung dieser [wissenschaftlichen] Gedankenwelt ist in gewissem Sinne eine beständige Flucht aus dem Wunder.

ALBERT EINSTEIN

2.1 Definitionen

Vor der eigentlichen Beschreibung des theoretischen Hintergrundes müssen zuerst einige Begriffe definiert und voneinander abgegrenzt werden.

2.1.1 Querschnittsoberflächendichte $\Sigma(r, s)$

Die Querschnittsoberflächendichte beschreibt die in die Scheibenebene projizierte Oberfläche der strahlenden Teilchen eines infinitesimalen Kreisrings der Scheibe pro Gesamtfläche des Rings. Sie hat also die Einheit $[\Sigma(r)] = \text{cm}^2/\text{cm}^2 = 1$. Damit entspricht sie der normalen, geometrischen optischen Dicke des Kreisrings (siehe Kapitel 2.1.4).

Werden verschiedene Teilchengrößen berücksichtigt, so erhält man die Teilchenoberfläche pro Gesamtfläche und pro Intervall ds der Teilchengröße. Es ist hier also $[\Sigma(r, s) ds] = \text{cm}^2/\text{cm}^2 = 1$. Die radiale Randverteilung ergibt sich aus der Integration $\Sigma(r) = \int ds \Sigma(r, s)$.

2.1.2 Oberflächenzahldichte $N(r, s)$

Unter der Oberflächenzahldichte versteht man die Anzahl von Staubteilchen in einem Kreisring, wiederum pro Gesamtfläche des Rings. Die Einheit beträgt also $[N(r)] = 1/\text{cm}^2$. Der Zusammenhang mit der Querschnittsoberflächendichte lautet demnach

$$\Sigma(r, s) = \pi s^2 \cdot N(r). \quad (2.1)$$

Analog zum Fall der Querschnittsoberflächendichte kann man auch bei der Oberflächenzahldichte berücksichtigen, dass in der Scheibe eine Verteilung in der Teilchengröße vorliegt:

$$\Sigma(r, s) ds = \pi s^2 \cdot N(r, s) ds. \quad (2.2)$$

$N(r, s) ds$ beschreibt also die Anzahl von Teilchen in einem Ring pro Ringfläche und Intervall ds . Übertragen auf die Einheiten ergibt sich dann $[N(r, s) ds] = 1/\text{cm}^2$. Auch hier kommt man wieder durch die Integration $N(r) = \int ds N(r, s)$ auf die radiale Randverteilung der Oberflächenzahldichte.

2.1.3 Zahldichte $n(r, s)$

Bei der Zahldichte handelt es sich um die Anzahl von Teilchen in einem Einheitsvolumenelement im Abstand r vom Stern. Wie bei der Oberflächenzahldichte kann man wieder auf die Querschnittsoberflächendichte gelangen:

$$\Sigma(r) = \pi s^2 \cdot 2r \sin \varepsilon \cdot n(r). \quad (2.3)$$

Dabei bezeichnet ε den halben Öffnungswinkel der Scheibe. Als Einheit ergibt sich logischerweise $[n(r)] = 1/\text{cm}^3$. Die Verallgemeinerung auf die Anzahl von Teilchen pro Einheitsvolumen und Teilchengrößeintervall lautet dann

$$\Sigma(r, s) ds = \pi s^2 \cdot 2r \sin \varepsilon \cdot n(r, s) ds, \quad (2.4)$$

mit der Einheit $[n(r, s) ds] = 1/\text{cm}^3$.

2.1.4 Mittlere, normale, geometrische optische Dicke τ

Unter der mittleren, normalen, geometrischen optischen Dicke versteht man den Anteil der gesamten Fläche aller Staubteilchen, projiziert in die Ebene der Scheibe, an der Gesamtfläche der Scheibe. Beschränkt man sich auf eine Teilchengröße und berücksichtigt die Einschränkung der Radialsymmetrie, dann erhält man

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{S_d}{\pi (r_{\max}^2 - r_{\min}^2)} \\ &= \frac{2\pi s^2}{r_{\max}^2 - r_{\min}^2} \cdot \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} N(r) r dr \\ &= \frac{2}{r_{\max}^2 - r_{\min}^2} \cdot \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \Sigma(r) r dr. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Dabei ist S_d der totale Wirkungsquerschnitt des Staubes und r_{\min} und r_{\max} der innere, bzw. äußere Radius der Scheibe, bzw. eines Scheibenrings.

2.1.5 Berechnung der Oberflächendichte für den einfachsten Fall

Wie schon in Kapitel 1 erläutert, ist die Verteilung des Staubes, repräsentiert durch die Oberflächendichte $N(r)$, durch mögliche, im System vorhandene Planeten bestimmt. Im einfachsten Fall wird in einem bestimmten Intervall zwischen zwei Planeten, in dem sich die Staubteilchen bzgl. der gravitativen Störung der Planeten auf stabilen Orbits um den Stern bewegen können, ein Potenzgesetz der Form

$$N(r) = N_0 \cdot \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-\xi} \quad (2.6)$$

angenommen, wobei r_0 ein beliebiger Normierungsabstand ist und ξ in der Regel im Intervall $[0 : 2]$ liegt. Der Wert für N_0 folgt aus der Berechnung der optischen Dicke nach Gleichung (2.5) zu

$$N_0 = \frac{S_d}{r_0^2 s^2} \frac{2 - \xi}{2 \pi^2} \left[\left(\frac{r_{\max}}{r_0} \right)^{2-\xi} - \left(\frac{r_{\min}}{r_0} \right)^{2-\xi} \right]^{-1}. \quad (2.7)$$

Verallgemeinert auf den Fall einer Verteilung der Teilchengröße muss man anstatt Gleichung (2.5)

$$\tau ds = \frac{2\pi}{r_{\max}^2 - r_{\min}^2} \cdot \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} N(r, s) r dr s^2 ds \quad (2.8)$$

berücksichtigen. Nimmt man hier wieder den einfachsten Fall an, so gilt wegen Gleichung (2.2) $N(r, s) \propto \Sigma(r, s) \propto r^{-\xi}$. Für die Oberflächendichte kann man dann

$$N(r, s) = N_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-\xi} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{-\eta} \quad (2.9)$$

einsetzen, wobei s_0 eine Normierungsgröße ist, die z.B. auf $s_0 = 1 \mu\text{m}$ gesetzt werden kann. In Kapitel 2.4 werden typische Werte für die Exponenten ξ und η angegeben.

An dieser Stelle soll darauf hingewiesen werden, dass die Annahme eines einzigen Wertes für η für alle Teilchengrößen und Sternabstände eine recht grobe Näherung darstellt. Genauere Untersuchungen müssten die Abhängigkeit der Teilchengrößenverteilung von diesen Parametern berücksichtigen (Wolf & Hillenbrand, 2003). Nach Krivov et al. (2006) ist dem Abfall gemäß des Potenzgesetzes noch eine Schwingung überlagert, die aber vorerst vernachlässigt wird.

Mit Gleichung (2.8) erhält man dann für N_0 unter der Voraussetzung $\eta \neq 3$

$$N_0 = \frac{S_d}{r_0^2 s_0^3} \frac{(2 - \xi) \cdot (3 - \eta)}{2 \pi^2} \left[\left(\frac{r_{\max}}{r_0} \right)^{2-\xi} - \left(\frac{r_{\min}}{r_0} \right)^{2-\xi} \right]^{-1} \cdot \left[\left(\frac{s_{\max}}{s_0} \right)^{3-\eta} - \left(\frac{s_{\min}}{s_0} \right)^{3-\eta} \right]^{-1}. \quad (2.10)$$

2.1.6 Gesamtmasse des Staubes

In vielen Anwendungen wird anstatt des totalen Wirkungsquerschnittes S_d die Gesamtmasse des Staubes M_d verwendet. Zur Umrechnung benötigt man die Massendichte ρ der Teilchen, so dass man über $M = \rho \cdot V$ die Gesamtmasse bestimmen kann. Das Gesamtvolumen der Staubteilchen erhält man über

$$V = \frac{4}{3}\pi \int_{s_{\min}}^{s_{\max}} N(s) s^3 ds. \quad (2.11)$$

Die dabei verwendete Teilchengrößevertelung ergibt sich aus der Oberflächenzahldichte durch die Integration $N(s) = 2\pi \int N(r, s) dr$. Nach einiger Rechnung kommt man zu folgendem Ergebnis:

$$M_d = \frac{4\rho}{3} s_0 S_d \frac{3-\eta}{4-\eta} \frac{\left(\frac{s_{\max}}{s_0}\right)^{4-\eta} - \left(\frac{s_{\min}}{s_0}\right)^{4-\eta}}{\left(\frac{s_{\max}}{s_0}\right)^{3-\eta} - \left(\frac{s_{\min}}{s_0}\right)^{3-\eta}}. \quad (2.12)$$

2.2 Strahlungsfluss einer zirkumstellaren Trümmerscheibe

Im Folgenden soll gezeigt werden, wie sich die optischen Flüsse des reemittierten Lichts einer zirkumstellaren Trümmerscheibe berechnen lassen. Dabei wird immer eine radialsymmetrische Verteilung des Staubes, sowie ein sphärischer Aufbau der Staubteilchen angenommen. Angefangen wird mit dem einfachsten Fall von ideal strahlenden Staubteilchen gleicher Größe. Sukzessiv werden dann die vereinfachenden Annahmen fallen gelassen, bis der allgemeine Fall erreicht ist.

Die hier angegebenen Flüsse F_λ beschreiben die Energie, die pro Sekunde im Einheitsintervall der Wellenlänge λ auf eine Einheitsfläche des Detektors ausgestrahlt wird. Sie haben damit die Einheit $\text{erg/s cm}^2 \text{\AA}$. Die in der IR-Spektroskopie übliche Einheit für Flüsse ist allerdings das Jy. Dabei ist $1 \text{ mJy} = 10^{-26} \text{ erg/s cm}^2 \text{ Hz}$, also die Energie, die pro Sekunde im Einheitsintervall der Frequenz ν auf eine Einheitsfläche des Detektors fällt. Zur Umrechnung kann die einfache Relation

$$F_\nu = \frac{\lambda^2}{c} F_\lambda \quad (2.13)$$

verwendet werden, wobei c die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist.

2.2.1 Scheibe aus Planckschen Strahlern gleicher Größe

Der Strahlungsfluss an der Oberfläche eines sphärischen Staubteilchens mit dem Radius s im Abstand r vom Stern mit der Temperatur $T_g(r)$ wird mit $f_\lambda^+(r)$ bezeichnet. Das ist die Energie, die von einer Einheitsfläche auf dem Teilchen in allen Richtungen im Einheitsintervall der Wellenlänge in der Einheitszeit ausgestrahlt wird. Es gilt

$$f_\lambda^+(r) = \pi B_\lambda(T_g(r)). \quad (2.14)$$

B_λ bezeichnet dabei das Plancksche Strahlungsgesetz. Das Teilchen besitzt damit die Leuchtkraft

$$L_{\lambda,g}^{\text{em}} = 4\pi s^2 f_\lambda^+(r). \quad (2.15)$$

Ein Beobachter in der Entfernung D misst dann den Fluss

$$f_\lambda(r) = \frac{L_{\lambda,g}^{\text{em}}}{4\pi D^2} = f_\lambda^+(r) \left(\frac{s}{D}\right)^2 \quad (2.16)$$

von einem Teilchen.

Wird nun ein Kreisring $[r, r + dr]$ mit der Fläche $2\pi r dr$ betrachtet, so beträgt die Anzahl der Teilchen in diesem Ring $2\pi r N(r) dr$. Für den Fluss des Rings beim Beobachter ergibt sich dann

$$\begin{aligned} F_\lambda(r) dr &= f_\lambda(r) \cdot N(r) \cdot 2\pi r dr \\ &= \pi B_\lambda(T_g(r)) \left(\frac{s}{D}\right)^2 \cdot N(r) \cdot 2\pi r dr \end{aligned} \quad (2.17)$$

Den Gesamtfluss eines Staubgürtels erhält man folglich aus der Integration über das Abstandsintervall $[r_{\min}, r_{\max}]$. Mit Hilfe von Gleichung (2.2) lässt sich $F_\lambda(r)$ umschreiben auf die Querschnittsoberflächendichte:

$$F_\lambda(r) dr = \frac{2\pi}{D^2} r \Sigma(r) B_\lambda(T_g(r)) dr. \quad (2.18)$$

Es ist von Vorteil im Fall von Planckschen Strahlern auf die Querschnittsoberflächendichte überzugehen, da so in der folgenden Rechnung die explizite s -Abhängigkeit herausfällt und bei der Berechnung von Trümmerscheiben kein Wert für die Teilchengröße angenommen werden muss.

Die Temperatur des Staubes kann unter der Annahme des Planckschen Strahlungsgesetzes

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (2.19)$$

berechnet werden. Hier gilt nämlich für die absorbierte und emittierte Leuchtkraft

$$L_g^{\text{abs}} = \pi s^2 \frac{L_*}{4\pi r^2}, \quad (2.20)$$

$$L_g^{\text{em}} = \int_0^\infty d\lambda L_{\lambda,g}^{\text{em}} = 4\pi s^2 \int_0^\infty d\lambda \pi B_\lambda(T_g) = 4\pi s^2 \sigma_B T_g^4. \quad (2.21)$$

Bei der Emission kann das Stefan–Boltzmann–Gesetz angewendet werden. Die Konstante σ_B ist die Stefan–Boltzmann–Konstante. Im thermischen Gleichgewicht müssen emittierte und absorbierte Leuchtkraft der Teilchen übereinstimmen.

$$L_g^{\text{em}} = L_g^{\text{abs}}. \quad (2.22)$$

Durch einfaches Umstellen der Gleichung (2.22) erhält man für die Teilchentemperatur

$$T_g(r) = \left(\frac{L_*}{16\pi \sigma_B} \right)^{1/4} r^{-1/2}. \quad (2.23)$$

Es ist direkt zu sehen, dass aufgrund der r -Abhängigkeit des Planckschen Strahlungsgesetzes die Integration analytisch nicht mehr allgemein durchführbar ist. Ebenfalls ist klar, dass sich die Beiträge einzelner Staubringe additiv zum Gesamtfluss der ganzen Scheibe ergeben.

2.2.2 Scheibe aus Planckschen Strahlern verschiedener Größen

Komplizierter wird die Situation, wenn nicht nur eine einzelne Teilchengröße angenommen wird. Die Verallgemeinerung von Gleichung (2.17) lautet:

$$F_\lambda(r, s) dr ds = \frac{2\pi^2}{D^2} N(r, s) B_\lambda(T_g(r)) r dr s^2 ds. \quad (2.24)$$

$F_\lambda(r, s) dr ds$ bezeichnet also den Fluss eines Kreisrings im Abstand r der Breite dr für Teilchen mit Größen im Intervall $[s, s + ds]$. Um auf den Gesamtfluss der Scheibe zu kommen, muss man folglich neben der Integration über r auch noch über die Teilchengröße integrieren.

2.2.3 Scheibe aus nicht ideal strahlenden Teilchen verschiedener Größen

Wie in Wolf & Hillenbrand (2003, p. 604) beschrieben, führt man zur Beschreibung von nicht ideal strahlenden Körpern eine Absorptionseffizienz Q_λ^{abs} ein, die sowohl von der Wellenlänge als auch von der Teilchengröße abhängt. Gleichung (2.24) wird damit leicht modifiziert zu

$$F_\lambda(r, s) dr ds = \frac{2\pi^2}{D^2} N(r, s) Q_\lambda^{\text{abs}} B_\lambda(T_g(r)) r dr s^2 ds. \quad (2.25)$$

Die absorbierte und emittierte Leuchtkraft der Staubeilchen ergeben sich zu

$$L_{\lambda, g}^{\text{abs}} = \pi s^2 Q_\lambda^{\text{abs}} \frac{L_{\lambda, *}}{4\pi r^2}, \quad (2.26)$$

$$L_{\lambda, g}^{\text{em}} = 4\pi^2 s^2 Q_\lambda^{\text{abs}} B_\lambda(T_g). \quad (2.27)$$

Die Leuchtkraft des Sterns ist hier mit $L_{\lambda, *} = 4\pi^2 R_*^2 F_{\lambda, *}(T_*)$ bezeichnet. Aufgrund der Energieerhaltung muss im Gleichgewicht als Verallgemeinerung von Gleichung (2.22)

$$\int_0^\infty d\lambda L_{\lambda, g}^{\text{em}} = \int_0^\infty d\lambda L_{\lambda, g}^{\text{abs}} \quad (2.28)$$

gelten. Zusammen mit den Gleichungen (2.26) und (2.27) lässt sich daraus der Abstand vom Stern für eine gegebene Teilchentemperatur und einen gegebenen Teilchenradius berechnen zu

$$r = \frac{R_*}{2} \sqrt{\frac{\int_0^\infty d\lambda Q_\lambda^{\text{abs}}(s) F_{\lambda, *}(T_*)}{\int_0^\infty d\lambda Q_\lambda^{\text{abs}}(s) B_\lambda(T_g)}}. \quad (2.29)$$

Dies kann wiederum nur durch numerische Integration gelöst werden.

Um diese Ergebnisse in die Berechnung des Flusses mit einzubeziehen, muss wegen Gleichung (2.29) die Integration über r auf eine Integration über T_g umgeschrieben werden. Es gilt dann

$$\int_{s_{\min}}^{s_{\max}} ds \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} dr F_\lambda(r, s) = - \int_{s_{\min}}^{s_{\max}} ds \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} dT_g F_\lambda(r(T_g, s), s) \frac{dr(T_g)}{dT_g}. \quad (2.30)$$

Die Ableitung berechnet sich zu

$$\begin{aligned} \frac{dr(T_g)}{dT_g} &= -\frac{r(T_g)}{2} \left[\int_0^\infty Q_\lambda^{\text{abs}}(T_g) B_\lambda(T_g) d\lambda \right]^{-1} \\ &\quad \cdot \int_0^\infty \frac{hc}{\lambda k T^2} Q_\lambda^{\text{abs}} B_\lambda(T_g) \left[1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k T}\right) \right]^{-1} d\lambda \end{aligned} \quad (2.31)$$

Die Grenzen der Integration $T_{\max} = T_g(r_{\min})$ und $T_{\min} = T_g(r_{\max})$ müssen numerisch aus Gleichung (2.29) berechnet werden. Dazu eignet sich beispielsweise ein Bisektionsverfahren. Das Vorzeichen in Gleichung (2.30) kommt durch Vertauschung der Integrationsgrenzen zustande.

2.3 Fractional Luminosity

Unter der fractional Luminosity f_d versteht man das Verhältnis aus der Leuchtkraft der Scheibe¹ und der Leuchtkraft des Sterns

$$f_d = \frac{L_{\text{disk}}}{L_*}. \quad (2.32)$$

Mit den Ergebnissen aus Kapitel 2.2.3 erhält man

$$f_d = \frac{8\pi^3}{L_*} \int dr \int ds \int d\lambda r s^2 Q_\lambda^{\text{abs}}(s) B_\lambda(T_g(r)) N(r, s). \quad (2.33)$$

Mit Hilfe der Gleichungen (2.26) und (2.27) kann die Integration über die Wellenlänge umgeschrieben werden

$$\int d\lambda Q_\lambda^{\text{abs}}(s) B_\lambda(T_g(r)) = \frac{1}{16\pi^2 r^2} \zeta(s) L_*, \quad (2.34)$$

wobei $\zeta(s) = \int Q_\lambda^{\text{abs}}(s) L_{\lambda,*} d\lambda / L_*$ das Verhältnis der absorbierten Sternleuchtkraft zur bolometrischen Sternleuchtkraft bedeutet. Somit ergibt sich für die fractional Luminosity

$$f_d = \frac{\pi}{2} \int \frac{dr}{r} \int ds s^2 \zeta(s) N(r, s). \quad (2.35)$$

Um dies weiter vereinfachen zu können, muss man sich den Ausdruck $\zeta(s)$ genauer anschauen. Abbildung 2.1 zeigt ihn als Funktion des Teilchenradius für drei verschiedene Spektraltypen. Es ist deutlich, dass $\zeta(s)$ ab etwa $10 \mu\text{m}$ fast konstant bleibt. So lässt sich beispielsweise für das Sonnensystem, bei dem (wie später noch gezeigt werden wird) der Hauptteil der Strahlung von Teilchen $\geq 10 \mu\text{m}$ verursacht wird, Gleichung (2.35) nähern durch

$$f_d = \frac{\pi}{2} \bar{\zeta} \int \frac{dr}{r} \int ds s^2 N(r, s), \quad (2.36)$$

indem $\zeta(s)$ durch einen konstanten Wert $\bar{\zeta}$ ersetzt wird.

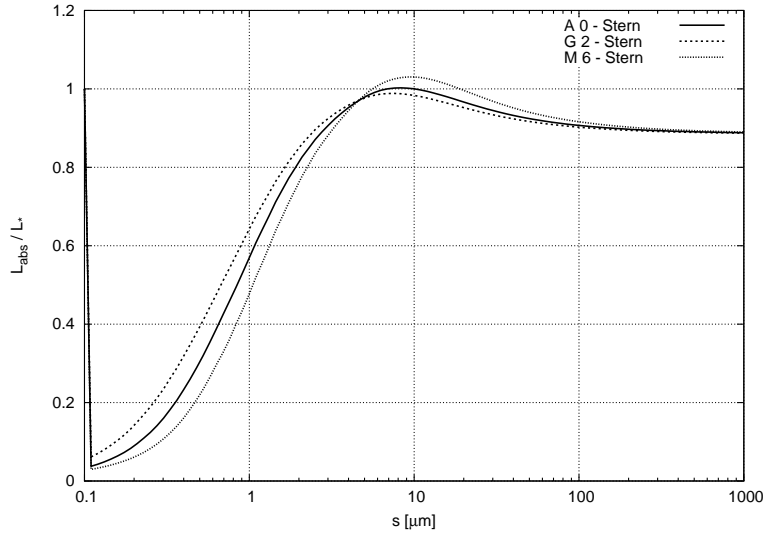
Nun kann man analog zu Gleichung (2.5) die normale, geometrische optische Dicke der Scheibe im Abstand r vom Stern angeben. Nach leichter Rechnung kommt man auf

$$\tau(r) = \pi \int ds s^2 N(r, s). \quad (2.37)$$

Die normale, geometrische optische Dicke entspricht also der radialen Randverteilung der Querschnittsoberflächendichte. Wird dies in Gleichung (2.36) eingesetzt, so erhält man den Zusammenhang zwischen der fractional Luminosity und der optischen Dicke

$$f_d = \frac{1}{2} \bar{\zeta} \int dr \frac{\tau(r)}{r}. \quad (2.38)$$

¹Einige Autoren verwenden anstatt der bolometrischen Leuchtkraft der Scheibe, lediglich deren Leuchtkraft im IR-Bereich oder sogar nur bei einer einzigen Wellenlänge.

Abbildung 2.1: $\zeta(s)$ für drei verschiedene Spektraltypen

Macht man jetzt die Annahme, dass die optische Dicke einem Potenzgesetz der Form $\tau = \tau(r_{\min})(r/r_{\min})^{-\alpha}$ mit $\alpha > 0$ folgt, dann gilt für die fractional Luminosity

$$f_d = \frac{\bar{\zeta}}{2\alpha} \tau(r_{\min}) \left[1 - \left(\frac{r_{\max}}{r_{\min}} \right)^{-\alpha} \right]. \quad (2.39)$$

Gilt nun $(r_{\max}/r_{\min})^{-\alpha} \ll 1$, fällt also die optische Dicke steil genug nach außen ab und ist der Ring weit genug ausgedehnt, so ist die fractional Luminosity $f_d \approx \bar{\zeta} \tau(r_{\min})/2\alpha$. Sie wird demnach lediglich durch die Strahlung vom inneren Rand der Scheibe bestimmt.

Als ein anderer Grenzfall kann anschließend noch eine Scheibe in Form eines sehr schmalen Rings der Breite δr im Abstand r vom Stern betrachtet werden. Für die Oberflächenzahldichte kann dann eine vom Sternabstand unabhängige Verteilung $N(s)$ angenommen werden. Die optische Dicke wird somit zu einer Konstanten $\tau(r) \rightarrow \tau$. Die Integration in Gleichung (2.38) lässt sich leicht ausführen und man erhält

$$f_d = \frac{1}{2} \bar{\zeta} \tau \ln(1 + \Delta) \quad (2.40)$$

$$\approx \frac{1}{2} \bar{\zeta} \tau \Delta, \quad (2.41)$$

wobei $\Delta = \delta r/r$. Wie zu erwarten war verschwindet die fractional Luminosity, wenn $\delta r \rightarrow 0$.

Abschließend soll allerdings noch davor gewarnt werden Gleichung (2.38) zuviel Bedeutung beizumessen. Die Näherung von $\zeta(s)$ durch den konstanten Wert $\bar{\zeta}$ ist, wie Abbildung 2.1 zeigt, in vielen Bereichen nur eine sehr grobe Näherung. Einen allgemein gültigen Zusammenhang zwischen der fractional Luminosity und der optischen Dicke gibt es leider nicht.

2.4 Relevante Kräfte in zirkumstellaren Trümmerscheiben

Im Folgenden sollen die physikalischen Effekte vorgestellt werden, die in Trümmerscheiben eine Rolle spielen. Schwächere Kräfte, bzw. Kräfte, die bei den betrachteten Teilchen nur eine untergeordnete Rolle spielen, wie elektromagnetische Wechselwirkungen, differentieller Doppellereffekt, Yarkovski-Effekt, Sternwinde oder gravitative Störungen beispielsweise von Planeten, werden dabei vernachlässigt.

2.4.1 Gravitation des Sterns

Grundlage der Keplerschen Gesetze und damit der Planetenbewegung, aber auch der bestimmteste Anteil für die Dynamik vieler kleinerer Körper in der Umgebung eines Sterns ist die Gravitation. Sie wird durch das bekannte Gravitationsgesetz

$$\mathbf{F}_G = -G \frac{m_g M_*}{r^3} \mathbf{r} \quad (2.42)$$

beschrieben. Dabei bezeichnen \mathbf{F}_G die Gravitationskraft, die vom Stern der Masse M_* auf ein Teilchen mit der Masse m_g in einem Abstand \mathbf{r} ausgeübt wird. G ist die Gravitationskonstante.

2.4.2 Strahlungsdruck

Wird ein Teilchen dem Strahlungsfeld eines Sterns ausgesetzt, so kommt es zu einem Impulsübertrag von den auf das Teilchen treffenden Photonen auf das Teilchen. Die daraus resultierende, übertragene Kraft wird als Strahlungsdruck bezeichnet. Sie lässt sich zerteilen in einen von der Teilchengeschwindigkeit $\mathbf{v} = \dot{\mathbf{r}}$ abhängigen und einen unabhängigen Anteil. Letzterer ist der direkte Strahlungsdruck \mathbf{F}_{dir} . Dieser ergibt zusammen mit der Gravitationskraft die photogravitative Kraft

$$\mathbf{F}_g = \mathbf{F}_G + \mathbf{F}_{\text{dir}} = -\frac{GM_*(1-\beta)m_g}{r^3} \mathbf{r}. \quad (2.43)$$

Der Parameter β beschreibt darin das Verhältnis aus direktem Strahlungsdruck und Gravitation. Für sphärische Teilchen mit dem Radius s , der Dichte ρ und der Strahlungsdruckeffizienz Q_{pr} ² lässt sich dieses Verhältnis nach Burns et al. (1979) bestimmen zu

$$\beta = \frac{3L_* Q_{\text{pr}}}{16\pi GM_* c s \rho}. \quad (2.44)$$

Gleichung (2.43) macht deutlich, dass die Bahn eines Teilchens maßgeblich durch den Parameter β bestimmt ist. Betrachtet man beispielsweise Teilchen, die sich auf einer Kreisbahn um

²Mit Hilfe der Mie-Theorie (Kapitel 2.5) lässt sich die Strahlungsdruckeffizienz berechnen über $Q_{\text{pr}} = Q_{\text{ext}} - Q_{\text{sca}} \langle \cos \theta \rangle$, wobei $\langle \cos \theta \rangle$ der gemittelte Kosinus des Streuwinkels und Q_{ext} und Q_{sca} die Extinktions- und Streueffizienz sind.

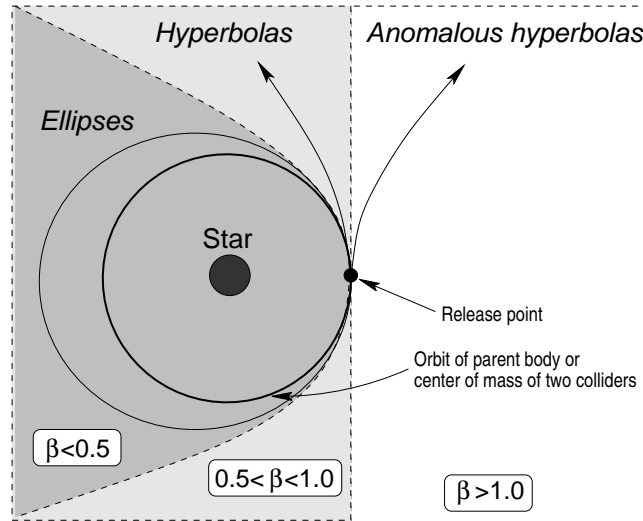


Abbildung 2.2: Bahnen für Teilchen in den drei verschiedenen β -Bereichen (aus: Krivov et al. (2006))

den Stern befinden und plötzlich dem direkten Strahlungsdruck des Sterns ausgesetzt werden³, so bewegen sich die Teilchen mit $\beta < 1$ auf Keplerbahnen. Diese sind für $\beta < 0,5$ gebunden (Ellipsen) und für $\beta \geq 0,5$ ungebunden (Parabel für $\beta = 0,5$, sonst Hyperbeln). Ist $\beta > 1$, so verlassen die Teilchen das System auf anomalen Hyperbeln. Dies ist in Abbildung 2.2 noch einmal veranschaulicht. Bei gebundenen Bahnen bezeichnet man die Teilchen als α -Meteoriden, bei ungebundenen Orbits spricht man von β -Meteoriden.

Ist die chemische Zusammensetzung in einer Trümmerscheibe bekannt, kann ein Blow-out-Radius $s_{\text{blow}} = s(\beta = 0,5)$ definiert werden. Teilchen mit $s < s_{\text{blow}}$ werden dann aufgrund des direkten Strahlungsdrucks aus dem System getragen. Da die Verweildauer solcher β -Meteoriden in der Scheibe sehr kurz ist, kann ihr Einfluss auf die thermische Strahlung vernachlässigt werden. Man bekommt somit eine physikalische Untergrenze für Staubteilchen, die gerade noch zu der thermischen Strahlung der Scheibe beitragen können.

2.4.3 Poynting–Robertson–Effekt

Der geschwindigkeitsabhängige Teil des Strahlungsdrucks, die Poynting–Robertson–Zugkraft, hat die Form

$$\mathbf{F}_{\text{PR}} = -\frac{GM_* \beta m_g}{cr^2} \left[\frac{(\mathbf{v} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{r}}{r^2} + \mathbf{v} \right]. \quad (2.45)$$

Wird ein Teilchen dem Strahlungsfeld eines Sterns ausgesetzt, so bewirkt die Poynting–Robertson–Zugkraft eine Abnahme der großen Halbachse und der Exzentrizität dieses Teilchens; es spiralisiert auf den Stern zu (natürlich nur, wenn es groß genug ist, um nicht vom direkten Strahlungsdruck ausgeblasen zu werden).

³Diese Situation ist zum Beispiel gegeben, wenn Fragmente bei der Kollision zweier Planetesimale freigesetzt werden, oder wenn sich Partikel von einem Kometen auf seinem Weg um den Stern ablösen.

Effektiv wirken kann dieser Effekt in den Systemen, in denen die Poynting–Robertson–Zeitskala, also die Zeit, die ein Teilchen braucht, bis es so nahe an den Stern heran gekommen ist, dass es sublimiert, wesentlich kleiner ist als die typische Zeit zwischen zwei Kollisionen. Für sonnenähnliche Sterne ist dies der Fall, wenn die optische Dicke einen Wert von unter $10^{-4} - 10^{-5}$ annimmt (Krivov et al., 2000). Für diesen Fall einer durch den Poynting–Robertson–Effekt dominierten Scheibe, die sich im Gleichgewicht befindet, kann gezeigt werden, dass die Radialabhängigkeit der Oberflächendichte von der Form $N \propto r^{-1,0}$ (Leinert & Grün, 1990) ist.

Ähnlich wie die elektromagnetische Strahlung eines Sterns, üben auch Sternwinde eine Zugkraft auf Teilchen aus (Burns et al., 1979). Man spricht auch vom korpuskularen Poynting–Robertson–Effekt. Abhängig von Teilchengröße und chemischer Zusammensetzung der Teilchen, kann die resultierende Kraft bis zu 60 % der Poynting–Robertson–Zugkraft betragen (Leinert & Grün, 1990). Für M–Zwerge kann dieser Effekt sogar den Staubverlust dominieren (Plavchan et al., 2005). Aufgrund der im Sternwind mitgeführten Rotation des Sterns ist die Kraft des Sternwindes für Teilchen in prograden Orbits geringfügig schwächer als in retrograden. Im weiteren Verlauf soll dieser Effekt allerdings nicht weiter berücksichtigt werden.

2.4.4 Kollisionen

Mit dem direktem Strahlungsdruck, der die kleinsten Teilchen aus dem System bläst und dem Poynting–Robertson–Effekt, der mittelgroße Teilchen nach innen spiralisieren lässt bis sie in den Stern stürzen oder vorher sublimieren, gibt es zwei wichtige Mechanismen, die Material, welches zu einem Exzess über dem Sternspektrum hätte beitragen können, aus einer zirkumstellaren Scheibe entfernen. Da die damit verbundenen Lebensdauern der Teilchen wesentlich kürzer sind als das Alter der Sterne mit beobachteten Scheiben, muss es ebenfalls Mechanismen geben, die diesen Staubverlust ausgleichen oder zumindest verlangsamen. Eine Möglichkeit ist der langsame Zerfall oder sogar das Zerschlagen von Kometen auf ihrem Weg um den Stern aufgrund steigender Temperaturen in der Nähe des Sterns oder gravitativer Anziehung großer Planeten (wie beim Zerfall von Shoemaker–Levi 9). Der größte Beitrag allerdings, der als Einziges hier betrachtet werden soll, wird von Kollisionen geleistet. Sie dienen einerseits als Quellen für kleinere Teilchen, andererseits als Senken für größere Planetesimale.

Grundsätzlich werden zwei Arten von Kollisionen unterschieden: kraterierende und katastrophale Kollisionen. Eine Kollision verläuft katastrophal, wenn die Aufprallenergie der Kollisionspartner hoch genug ist. In diesem Fall werden beide Körper vollständig zerstört und durch viele kleine Teilchen ersetzt. Reicht die Energie allerdings nicht aus um die Planetesimale auseinander zu brechen, so werden lediglich einige kleinere Fragmente herausgeschlagen. Man spricht von einer kraterierenden Kollision.

Auf Grund der Massenerhaltung muss für die Zahldichte der Staubteilchen und Planetesimale einer zirkumstellaren Scheibe eine Kontinuitätsgleichung gelten:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(\dot{\mathbf{r}}n) = \left(\frac{dn}{dt} \right)_{\text{Quellen}} - \left(\frac{dn}{dt} \right)_{\text{Senken}} \quad (2.46)$$

(Krivov et al., 2000). Der div–Term beschreibt Transportmechanismen wie den Poynting–Robertson–Effekt, die rechte Seite der Gleichung alle anderen Formen von Massenverlust und

–Zuwachs, darunter auch Kollisionen. Betrachtet man nun ein kollisionsdominiertes System in einem stationären Zustand, so vereinfacht sich die Kontinuitätsgleichung zu

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{\text{Quellen}} - \left(\frac{dn}{dt}\right)_{\text{Senken}} = 0. \quad (2.47)$$

Dohnanyi (1969) konnte für diesen Spezialfall die Differentialgleichung lösen und erhielt eine Abhängigkeit in der Teilchengröße von der Form $n \propto s^{-3,5}$. Ähnliche Untersuchungen für die Radialabhängigkeit der Oberflächenzahldichte von Strubbe & Chiang (2006) lieferten das Ergebnis $N \propto r^{-1,5}$.

2.5 Streutheorie

Die in Kapitel 2.2.3 präsentierte Beschreibung zur Berechnung der Strahlung einer zirkumstellaren Trümmerscheibe macht deutlich, dass die optischen Eigenschaften der Teilchen, repräsentiert durch die Absorptionseffizienz, von großer Bedeutung sind. Wie bereits in Kapitel 1 erwähnt, soll zur Berechnung dieser Eigenschaften die Mie–Theorie verwendet werden. Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über die hier relevanten Aspekte dieser Theorie gegeben. Die Darstellungen sind Bohren & Huffman (1983) entnommen.

2.5.1 Grundlagen der Elektrodynamik

Das Verhalten des elektrischen Feldes \mathbf{E} und des magnetischen Feldes \mathbf{H} wird mit Hilfe der Maxwell– und Materialgleichungen beschrieben. Aufgrund der Linearität der Maxwell–Gleichungen ist es ausreichend, ebene Wellen der Frequenz ω von der Form

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k}\mathbf{x} - \omega t)} \quad (2.48)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{i(\mathbf{k}\mathbf{x} - \omega t)} \quad (2.49)$$

zu betrachten. Der Wellenvektor \mathbf{k} ist komplex und kann damit zu

$$\mathbf{k} = (\mathbf{k}' + i\mathbf{k}'') = (k' + ik'') \hat{\mathbf{e}} \quad (2.50)$$

zerlegt werden. Es ist leicht zu zeigen, dass $k^2 = \omega^2 \varepsilon \mu$, so dass mit der Dielektrizität ε und der allgemeinen Permeabilität μ für den Betrag

$$k = k' + ik'' = \omega \sqrt{\varepsilon \mu} = \frac{\omega N}{c} \quad (2.51)$$

geschrieben werden kann. Dabei ist c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und

$$N = n + i\kappa = c\sqrt{\varepsilon \mu} = \sqrt{\frac{\varepsilon \mu}{\varepsilon_0 \mu_0}} \quad (2.52)$$

der komplexe Brechungsindex. Durch Kombination der Maxwell–Gleichungen kommt man auf die Vektorwellengleichungen

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0, \quad (2.53)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0. \quad (2.54)$$

Trifft nun eine elektromagnetische Welle von der Form der Gleichungen (2.48) und (2.49) auf ein Teilchen, so zerteilt man das elektromagnetische Feld in einen Anteil innerhalb ($\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1$) und außerhalb des Teilchens ($\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_2$). Der äußere Anteil lässt sich weiter zerlegen in einfallende und gestreute Felder:

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_i + \mathbf{E}_{\text{sca}}, \quad (2.55)$$

$$\mathbf{H}_2 = \mathbf{H}_i + \mathbf{H}_{\text{sca}}. \quad (2.56)$$

Wird nun eine imaginäre Kugel mit Oberfläche A um das Teilchen gelegt, so lässt sich die Energiebilanz

$$W_{\text{abs}} = W_i - W_{\text{sca}} + W_{\text{ext}} \quad (2.57)$$

aufstellen. Dabei sind W_{abs} die absorbierte, W_i die einfallende und W_{sca} die gestreute Energie und W_{ext} der Extinktionsanteil. Handelt es sich bei dem betrachteten Medium um ein nichtabsorbierendes Material ($N = 1$), wie es im weiteren Verlauf immer angenommen werden soll, so stammt die Absorption allein von dem Teilchen und W_i verschwindet. Mit der eingestrahnten Intensität I_i definiert man die Querschnitte für Extinktion, Streuung und Absorption über

$$C_{\text{ext}} = \frac{W_{\text{ext}}}{I_i}, \quad C_{\text{sca}} = \frac{W_{\text{sca}}}{I_i}, \quad C_{\text{abs}} = \frac{W_{\text{abs}}}{I_i}, \quad (2.58)$$

wobei nach Gleichung (2.57) der Zusammenhang

$$C_{\text{ext}} = C_{\text{abs}} + C_{\text{sca}} \quad (2.59)$$

gilt. Bezeichnet man mit G_g die in eine Ebene senkrecht zum einfallenden Licht projizierte Querschnittsfläche des Teilchens, so können die Effizienzen

$$Q_{\text{ext}} = \frac{C_{\text{ext}}}{G_g}, \quad Q_{\text{sca}} = \frac{C_{\text{sca}}}{G_g}, \quad Q_{\text{abs}} = \frac{C_{\text{abs}}}{G_g}, \quad (2.60)$$

eingeführt werden. Für eine beliebig polarisierte, einfallende Welle der Form $\mathbf{E}_i = E_x \mathbf{e}_x + E_y \mathbf{e}_y$ lässt sich zeigen, dass für die Querschnitte

$$C_{\text{ext}} = \frac{4\pi}{k^2 |\mathbf{E}_i|^2} \text{Re} \{ (\mathbf{E}_i^* \cdot \mathbf{T})_{\theta=0} \} \quad (2.61)$$

$$C_{\text{sca}} = \int \frac{|\mathbf{T}|^2}{k^2 |\mathbf{E}_i|^2} d\Omega \quad (2.62)$$

gilt. Dabei bezeichnet \mathbf{T} die vektorielle Streuamplitude und „*“ das komplex Konjugierte.

2.5.2 Mie–Theorie

Die Mie–Theorie beschreibt Absorptions– und Streuvorgänge für den Spezialfall sphärischer Teilchen. Hierfür wird das Problem zuerst auf die so genannten Vektorharmonischen umgeschrieben. Definiert man eine Vektorfunktion

$$\mathbf{M} = \nabla \times (\mathbf{c}\Psi) \quad (2.63)$$

mit der skalaren Funktion ψ , so ist \mathbf{M} zum einen divergenzfrei, $\nabla \mathbf{M} = 0$, zum anderen erfüllt es die vektorielle Wellengleichung, wenn Ψ der skalaren Wellengleichung

$$\nabla^2 \Psi + k^2 \Psi = 0 \quad (2.64)$$

genügt. Daraus lässt sich eine weitere Vektorfunktion

$$\mathbf{N} = \frac{\nabla \times \mathbf{M}}{k} \quad (2.65)$$

eingeführen, für die ebenfalls die vektorielle Wellengleichung gilt und die divergenzfrei ist. Die Umrechnung von \mathbf{N} auf \mathbf{M} ist über

$$\nabla \times \mathbf{n} = k \mathbf{M} \quad (2.66)$$

möglich. Damit haben \mathbf{M} und \mathbf{N} die gleichen mathematischen Eigenschaften wie das elektrische und das magnetische Feld.

Geht man nun zu sphärischen Teilchen über, so setzt man aufgrund der Radialsymmetrie in Gleichung (2.63) $\mathbf{c} = \mathbf{r}$ und löst die skalare Wellengleichung in Kugelkoordinaten:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \phi^2} + k^2 \Psi = 0. \quad (2.67)$$

Mit einem Produktansatz $\Psi(r, \theta, \phi) = R(r) \Theta(\theta) \Phi(\phi)$ erhält man die Lösungen

$$\Psi_{emn} = \cos(m\theta) P_n^m(\cos \theta) z_n(kr), \quad (2.68)$$

$$\Psi_{omn} = \sin(m\theta) P_n^m(\cos \theta) z_n(kr), \quad (2.69)$$

mit den assoziierten Legendre-Funktionen der ersten Art P_n^m und den sphärischen Bessel-Funktionen der ersten beiden Ordnungen z_n . Mit diesen Lösungen kommt man auf die Vektorharmonischen

$$\mathbf{M}_{emn} = \nabla \times (\mathbf{r} \Psi_{emn}), \quad \mathbf{N}_{emn} = \frac{\nabla \times \mathbf{M}_{emn}}{k}, \quad (2.70)$$

$$\mathbf{M}_{omn} = \nabla \times (\mathbf{r} \Psi_{omn}), \quad \mathbf{N}_{omn} = \frac{\nabla \times \mathbf{M}_{omn}}{k}. \quad (2.71)$$

Es kann gezeigt werden, dass sich das elektrische und das magnetische Feld für den Spezialfall von sphärischen Teilchen mit Hilfe der Streukoeffizienten a_n , b_n , c_n und d_n aus den Vektorharmonischen berechnen lassen. Für die Felder innerhalb des Teilchens gilt dann

$$\mathbf{E}_1 = \sum_{n=1}^{\infty} E_n \left(c_n \mathbf{M}_{o1n}^{(1)} - i d_n \mathbf{N}_{e1n}^{(1)} \right), \quad (2.72)$$

$$\mathbf{H}_1 = -\frac{k}{\omega \mu} \sum_{n=1}^{\infty} E_n \left(d_n \mathbf{M}_{e1n}^{(1)} + i c_n \mathbf{N}_{o1n}^{(1)} \right), \quad (2.73)$$

und für die gestreuten Felder

$$\mathbf{E}_{\text{sca}} = \sum_{n=1}^{\infty} E_n \left(i a_n \mathbf{N}_{e1n}^{(3)} - b_n \mathbf{M}_{o1n}^{(3)} \right), \quad (2.74)$$

$$\mathbf{H}_{\text{sca}} = \frac{k}{\omega \mu} \sum_{n=1}^{\infty} E_n \left(i b_n \mathbf{N}_{o1n}^{(3)} + a_n \mathbf{M}_{e1n}^{(3)} \right). \quad (2.75)$$

Die Indizes ⁽¹⁾ und ⁽³⁾ spezifizieren die sphärischen Bessel-Funktionen. Im Fall von ⁽¹⁾ ist

$$z_n(\rho) = j_n(\rho) = \sqrt{\frac{\pi}{2\rho}} J_{n+\frac{1}{2}}(\rho), \quad (2.76)$$

für ⁽³⁾ ist

$$z_n(\rho) = h_n^{(1)}(\rho) = j_n(\rho) + iy_n(\rho), \quad (2.77)$$

mit $y_n(\rho) = \sqrt{\frac{\pi}{2\rho}} Y_{n+\frac{1}{2}}(\rho)$ und den Bessel-Funktionen der ersten und zweiten Art J_n und Y_n . Die Streukoeffizienten a_n und b_n berechnen sich mit Hilfe der Riccati-Bessel-Funktionen

$$\psi_n(\rho) = \rho j_n(\rho), \quad \xi_n(\rho) = \rho h_n^{(1)}(\rho) \quad (2.78)$$

zu

$$a_n = \frac{m\psi_n(mx)\psi_n'(x) - \psi_n(x)\psi_n'(mx)}{m\psi_n(mx)\xi_n'(x) - \xi_n(x)\psi_n'(mx)}, \quad (2.79)$$

$$b_n = \frac{\psi_n(mx)\psi_n'(x) - m\psi_n(x)\psi_n'(mx)}{\psi_n(mx)\xi_n'(x) - m\xi_n(x)\psi_n'(mx)}, \quad (2.80)$$

wobei $x = ks = N_{\text{Medium}} \cdot 2\pi s / \lambda$ der Größenparameter und $m = k/k_{\text{Medium}} = N/N_{\text{Medium}}$ der relative Brechungsindex ist. Der Brechungsindex des Mediums wird in den hier betrachteten Fällen immer auf $N_{\text{Medium}} = 1$ gesetzt. Für die Querschnitte der Streuung und der Extinktion kann gezeigt werden, dass

$$C_{\text{sca}} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \left(|a_n|^2 + |b_n|^2 \right), \quad (2.81)$$

$$C_{\text{ext}} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re} \{a_n + b_n\}. \quad (2.82)$$

Zur Berechnung der Effizienzen muss in Gleichung (2.60) lediglich $G = \pi s^2$ verwendet werden.

Um das Problem für die Programmierung handhabbar zu machen, wird es auf die logarithmische Ableitung

$$D_n(\rho) = \frac{d}{d\rho} \ln \psi_n(\rho) \quad (2.83)$$

umgeschrieben. Mit den Rekursionsformeln

$$\psi_n'(x) = \psi_{n-1}(x) - \frac{n\psi_n(x)}{x}, \quad \xi_n'(x) = \xi_{n-1}(x) - \frac{n\xi_n(x)}{x} \quad (2.84)$$

erhält man zum einen eine Rekursionsformel für die logarithmische Ableitung

$$D_{n-1}(\rho) = \frac{n}{\rho} - \frac{1}{D_n(\rho) + \frac{n}{\rho}}, \quad (2.85)$$

zum anderen lassen sich damit auch die Streukoeffizienten umschreiben

$$a_n = \frac{\left[\frac{D_n(mx)}{m} + \frac{n}{x} \right] \psi_n(x) - \psi_{n-1}(x)}{\left[\frac{D_n(mx)}{m} + \frac{n}{x} \right] \xi_n(x) - \xi_{n-1}(x)}, \quad (2.86)$$

$$b_n = \frac{\left[mD_n(mx) + \frac{n}{x} \right] \psi_n(x) - \psi_{n-1}(x)}{\left[mD_n(mx) + \frac{n}{x} \right] \xi_n(x) - \xi_{n-1}(x)}. \quad (2.87)$$

Ein darauf basierender Algorithmus zur Berechnung der Effizienzen ist im Anhang von Bohren & Huffman (1983, S. 477) zu finden. Für die noch folgenden Anwendungen soll er verwendet werden.

2.6 Berechnung des Sternspektrums

Entscheidend für die spektrale Energieverteilung von Sternsystemen mit zirkumstellaren Trümmerscheiben im Infrarot ist das Spektrum des Sterns. Zum einen bildet es die Grundlage der SED, welche von der Strahlung des Staubes überlagert wird. Zum anderen liefert die Sternstrahlung nach Gleichung (2.26) aber auch die Energie für die thermische Emission der Staubteilchen. Hier ist die Strahlung im gesamten Spektralbereich von Bedeutung und nicht nur im Infrarot. Aus diesem Grund soll nun kurz erläutert werden, wie ein solches Spektrum berechnet werden kann.

Die Strahlung eines Sterns kann in erster Ordnung als die Strahlung eines Schwarzen Körpers aufgefasst werden. Dies ist allerdings nur eine sehr grobe Näherung. Um ein realistischeres Modell eines Sternspektrums zu bekommen, muss man die Gesetze der Strahlungshydrodynamik auf die Sternatmosphäre anwenden. Dies soll im Folgenden kurz skizziert werden. Die Ausführungen orientieren sich dabei an Mihalas & Mihalas (1984).

2.6.1 Die Transfergleichung

Tritt ein Lichtstrahl der Intensität $I_\nu(\mathbf{x}, t; \mathbf{n})$ mit der Frequenz ν durch Materie, so kommt es in dem Strahl zu einer Änderung der Energie. Die Differenz der zum Zeitpunkt t am Ort \mathbf{x} in das Material eintretenden und zur Zeit $t + \Delta t$ am Ort $\mathbf{x} + \Delta \mathbf{x}$ austretenden Strahlungsenergie pro Raumwinkel $d\omega$, Frequenzintervall $d\nu$ und pro Zeit dt berechnet sich in kartesischen Koordinaten zu:

$$\begin{aligned} & [I_\nu(\mathbf{x} + \Delta \mathbf{x}, t + \Delta t; \mathbf{n}) - I_\nu(\mathbf{x}, t; \mathbf{n})] dS d\omega d\nu dt \\ &= [\eta_\nu(\mathbf{x}, t; \mathbf{n}) - \chi_\nu(\mathbf{x}, t; \mathbf{n}) I_\nu(\mathbf{x}, t; \mathbf{n})] ds dS d\omega d\nu dt. \end{aligned} \quad (2.88)$$

Dabei hat das durchschrittene Materieelement die Oberfläche dS . Die Faktoren χ_ν und η_ν sind der Extinktions- und der Emissionskoeffizient, ds bezeichnet die in dem Materieelement vom Lichtstrahl zurückgelegte Weglänge.

Um dies auf eine Sternatmosphäre anwenden zu können, transformiert man Gleichung (2.88) in Kugelkoordinaten. Weiterhin wird die Gleichung, die sich bis jetzt noch auf ein Inertialsystem bezieht, auf das vom Materieelement mitgeführte Bezugssystem umgeschrieben. Hier nehmen die Gesetze der Wechselwirkung zwischen Materie und Strahlung besonders einfache Formen an; z. B. sind die Extinktions- und Emissionskoeffizienten in diesem Bezugssystem isotrop. Nach einiger Rechnung unter Berücksichtigung der Transformationsvorschriften für den Extinktions- und Emissionskoeffizienten, sowie den Lorentz-Transformationen für μ und v erhält man die Transfergleichung für einen sphärisch symmetrischen Fluss im mitbewegten System:

$$\begin{aligned}
& \frac{\gamma}{c}(1+\beta+\mu) \frac{\partial I_v}{\partial t} + \gamma(\mu+\beta) \frac{\partial I_v}{\partial r} \\
& + \frac{\partial}{\partial \mu} \left\{ \gamma(1-\mu^2) \left[\frac{1+\beta\mu}{r} - \gamma^2(\mu+\beta) \frac{\partial \beta}{\partial r} - \frac{\gamma^2}{c} \mu(1+\beta\mu) \frac{\partial \beta}{\partial t} \right] I_v \right\} \\
& - \frac{\partial}{\partial v} \left\{ \gamma v \left[\frac{\beta(1-\mu^2)}{r} + \gamma^2 \mu(\mu+\beta) \frac{\partial \beta}{\partial r} + \frac{\gamma^2}{c} \mu(1+\beta+\mu) \frac{\partial \beta}{\partial t} \right] I_v \right\} \\
& + \gamma \left\{ \frac{2\mu+\beta(3-\mu^2)}{r} + \gamma^2(1+\mu^2+2\beta\mu) \frac{\partial \beta}{\partial r} + \frac{\gamma^2}{c} [2\mu+\beta(1+\mu^2)] \frac{\partial \beta}{\partial t} \right\} I_v \\
& = \eta_v - \chi_v I_v.
\end{aligned} \tag{2.89}$$

Dabei sind $\beta = v/c$ und $\gamma = \sqrt{1-\beta^2}$ aus der Relativitätstheorie bekannt und $\mu = \cos \Theta = \mathbf{n} \hat{\mathbf{r}}$ ist der Kosinus des Streuwinkels. Es soll abschließend noch einmal betont werden, dass es sich bei allen Variablen in Gleichung (2.89) um Größen des mitbewegten Bezugssystems handelt.

2.6.2 Anwendung auf eine Sternatmosphäre

Bevor man sich an die Lösung von Gleichung (2.89) für eine Sternatmosphäre begibt, lässt sich zunächst noch eine Vereinfachung vornehmen. Dazu betrachtet man die Zeitskalen für den Flüssigkeitsfluss t_f und für den Strahlungsfluss t_R . Für diese gilt

$$t_f \sim \frac{l}{v} \quad \text{und} \quad t_R \sim \frac{l}{c}, \tag{2.90}$$

wobei l eine typische Länge wie die Skalenhöhe H und v eine typische Geschwindigkeit wie die Schallgeschwindigkeit ist. Betrachtet man nun ein optisch dünnes Medium, so gilt hier $t_R \ll t_f$. Dies bedeutet, dass sich das Strahlungsfeld praktisch sofort an Änderungen im Strömungsfeld anpasst. Man kann also von einem quasi-statischen oder quasi-stationären Strömungsfeld sprechen. Da die Beschreibung eines optisch dünnen Mediums auf eine Sternatmosphäre zutrifft, kann zur Lösung des Problems die Zeitableitung in der Transfergleichung vernachlässigt werden.

Nimmt man diese Näherung vor, so ist das Strahlungsfeld in einem Volumen V zum einen bestimmt durch die Photonen, die vom Material innerhalb des Volumens emittiert werden. Zum anderen trifft Strahlung von äußeren Strahlungsquellen auf das Grenzmaterial des Volumens. Somit bekommt man ein Randwertproblem mit Randwertbedingungen auf der Oberfläche S von V der Form

$$I_v(\mathbf{x}_S, t; \mathbf{n}) = f_v(\mathbf{x}_S, t; \mathbf{n}) \quad \text{mit} \quad \mathbf{x}_S \in S. \tag{2.91}$$

Angewendet auf Sternatmosphären wird Gleichung (2.91) an der oberen Grenze $r = R$, der offenen Grenzfläche zwischen Vakuum und Atmosphärenmaterial, zu

$$I_V(R, t; \mu) = f_V(t; \mu) \quad \text{mit} \quad \mu \leq 0. \quad (2.92)$$

Für die untere Grenzbedingung wird angenommen, dass das Material optisch so dick ist, dass es bis ins Unendliche fortgesetzt gedacht werden kann. Es gilt damit

$$\lim_{\tau_V \rightarrow \infty} \left[e^{-\tau_V/\mu} I_V(\tau_V, t; \mu) \right] = 0, \quad (2.93)$$

wobei

$$\tau_V(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \int_0^l \chi_V(\mathbf{x} + \mathbf{n}s; \mathbf{n}) ds \quad (2.94)$$

die optische Tiefe ist. Anschaulich lässt sie sich als die Anzahl von freien Weglängen eines Photons zwischen \mathbf{x} und \mathbf{x}' verstehen.

Bevor allerdings die Transfergleichung gelöst werden kann, muss der räumliche und zeitliche Dichteverlauf in der Atmosphäre bekannt sein. Dieser bestimmt über $\eta_V(r, t; \mu)$ und $\chi_V(r, t; \mu)$ das Auftreten von Quellen und Senken des Strahlungsfeldes im Volumen V . Dazu müssen die Gesetze der Hydrodynamik im Bereich der LTE und der NLTE verwendet werden.

Aufgrund des viel zu hohen Aufwandes wurden im Zuge dieser Arbeit die Spektren der betrachteten Sternatmosphären über die Gleichungen (2.89), (2.92) und (2.93) nicht selbst berechnet. Stattdessen wurde auf eine Datenbank mit verschiedenen Sternspektren von Hauschildt et al. (1999) zurückgegriffen. Eine Methode zur Lösung von Gleichung (2.89) ist bei Hauschildt (1992) zu finden.

Kapitel 3

Verwendete Programme

Bei der Eroberung des Weltraums sind zwei Probleme zu lösen: die Schwerkraft und der Papierkrieg. Mit der Schwerkraft wären wir fertig geworden.

WERNHER VON BRAUN

3.1 Berechnung der Absorptionseffizienz

Auf Grundlage der Mie-Theorie, wie sie in Kapitel 2.5 beschrieben wurde, lässt sich die Absorptionseffizienz für verschiedene Wellenlängen und Teilchengrößen berechnen. Dazu benötigt man lediglich noch den komplexen Brechungsindex des zu untersuchenden Materials. Dieser lässt sich aus verschiedenen Datenbanken für optische Daten entnehmen¹. Ein Algorithmus zur Berechnung der Absorptionseffizienz mit dem Namen *BHMIE* ist in einer FORTRAN-Implementierung im Anhang von Bohren & Huffman (1983) enthalten. Hier kann desweiteren der Brechungsindex des umgebenden Mediums berücksichtigt werden, allerdings nur unter der Voraussetzung, dass es sich dabei um einen reellen Wert handelt. Da das für diese Arbeit verwendete Programm in C/C++ geschrieben ist, musste dieser Algorithmus übersetzt werden.

Um zu überprüfen, dass beim Umschreiben auf C/C++ keine Fehler aufgetreten sind, wird das Onlineprogramm *MieCalc*² von Bernhard Michel herangezogen. Dieses berechnet auf der Grundlage des gleichen Algorithmus die Absorptionseffizienz aus der Wellenlänge, der Teilchengröße, dem Brechungsindex des umgebenden Mediums und den Werten des komplexen Brechungsindex des betrachteten Materials. Es wurde eine Vergleichsrechnung für die optischen Daten von bei 400°C hergestelltem Kohlenstoff (Jäger et al., 1998) bei einer Teilchengröße von 1, 10, 100 und 1000 μm durchgeführt. Das Ergebnis der Rechnung mit beiden Programmen ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Leider lässt sich beim *MieCalc* das Ergebnis nicht in Form einer Datentabelle ausgeben, so dass ein Vergleich in einem einzigen Diagramm nicht möglich war. Dennoch ist eine gute Übereinstimmung der beiden Kurven zu erkennen. Die Übersetzung hat also fehlerfrei funktioniert und kann für die weiteren Berechnungen verwendet werden.

¹beispielsweise unter <http://www.astro.uni-jena.de/Laboratory/Database/odata.html>

²<http://www.lightscattering.de/MieCalc/index.html>

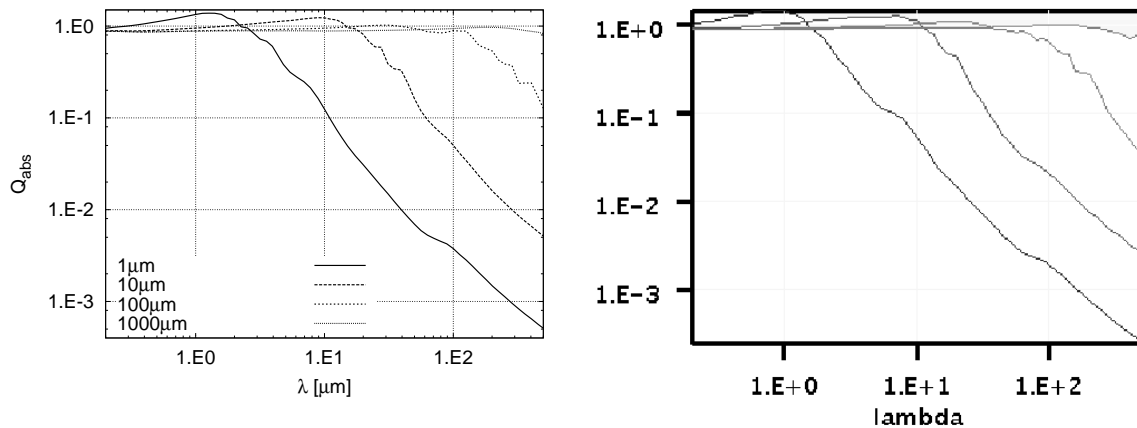


Abbildung 3.1: Absorptionseffizienz von Kohlenstoff (400°C Herstellungstemperatur) bei 1, 10, 100 und 1000 μm Teilchengröße, berechnet mit der C/C++-Übersetzung von *BHMIE* (oben) und dem *MieCalc* (unten)

3.2 *SpecCalc*

Zur Berechnung der optischen Flüsse, wie es in Kapitel 2.2.3 beschrieben wurde, wurde das Programm *SpecCalc* entwickelt³. Es ist, wie oben schon erwähnt, in C/C++ geschrieben. Hier werden für logarithmisch äquidistant verteilte Wellenlängen im Bereich von $[1 \mu\text{m}; 1 \text{cm}]$ die Integrationen über den Abstand, bzw. die Staub-Temperatur T_g und die Teilchengröße nach Gleichung (2.30) ausgeführt. Man erhält für diese Wellenlängen die Flüsse des Sterns, der Ringe sowie die Summe von beidem.

Für den Aufbau der betrachteten Trümmerscheiben kann gewählt werden zwischen einer einzelnen, zusammenhängenden Scheibe oder einer Scheibe, die in mehrere Staubringe gegliedert ist. Die Eigenschaften der einzelnen Ringe lassen sich getrennt angeben. Bei der Zusammensetzung des Staubes können pro Ring mehrere chemische Komponenten gewählt werden.

3.2.1 Eingabeparameter des *SpecCalc*

Als Eingabedaten in der Input-Datei werden sowohl Parameter des Sterns, als auch der Staubringe, in die die Trümmerscheibe untergliedert ist, und des Staubes, sowie Angaben zur Berechnung benötigt. Bei den Sternparametern handelt es sich um die Leuchtkraft L_* , die Entfernung zum Beobachter D , den Namen der Datei, in der die Rohdaten für das Sternspektrum stehen und den Namen der Datei, in die die endgültigen Spektraldaten geschrieben werden sollen. Als Parameter der Ringe muss zuerst die Anzahl der betrachteten Ringe angegeben werden. Für jeden Ring ist dann jeweils die Staubmasse M_d , der halbe Öffnungswinkel des Rings in Grad, die innere und äußere Grenze des Rings r_{\min} und r_{\max} , der Exponent des radialabhängigen Anteils der Oberflächenzahldichte ξ , die minimale und maximale Teilchengröße s_{\min} und s_{\max} , sowie der Exponent des s-abhängigen Anteils der Oberflächenzahldichte η anzugeben. Darauf folgt

³Der Quellcode ist im Anhang beigelegt.

```

===== Stern Parameter =====
lstar      8.0          --- Leuchtkraft in Sonnenleuchtkraefte
dist       3.2          --- Abstadb in pc
spec1      sternspektrum_in.spec --- Stern-Spektrum (Rohdaten)
spec2      sternspektrum_out.dat  --- Stern-Spektrum (richtige Tabelle)
===== Scheibe Parameter =====
anzahl     2            --- Anzahl der Ringe (jede Komponente wird als Ring gezaehlt)
mdisk      3.0e-3       --- Masse des 1. Rings in Erdmassen
winkel     5.0          --- halber Oeffnungswinkel des 1. Rings
rmin       5.0          --- in AU
rmax       80.0         --- in AU
xi         1.0          --- Slope er r-Abhaengigkeit
smin       1.0          --- in micrometer
smax       500.0        --- in micrometer
eta        3.5          --- Slope der s-Abhaengigkeit
komp       2            --- Anzahl der Komponenten im 2. Ring
wichtung   0.6          --- Wichtung der 1. Komponente
dichte     2.7          --- Dichte der 1. Komponente
daten      komponente_1-1.dat --- Datei mit optischen Daten fuer 1. Komponente
lambdas    800          --- Anzahl der gegebenen Wellenlaengen in den optischen Daten
groessen   1000         --- Anzahl der gegebenen Groessen in den optischen Daten
wichtung   0.4          --- Wichtung der 2. Komponente
dichte     3.2          --- Dichte der 2. Komponente
daten      komponente_1-2.dat --- Datei mit optischen Daten fuer 2. Komponente
lambdas    90           --- Anzahl der gegebenen Wellenlaengen in den optischen Daten
groessen   1000         --- Anzahl der gegebenen Groessen in den optischen Daten
mdisk      5.5e-3       --- Masse des 2. Rings in Erdmassen
winkel     3.5          --- halber Oeffnungswinkel des 2. Rings
rmin       200.0        --- in AU
rmax       1000.0       --- in AU
xi         1.3          --- Slope er r-Abhaengigkeit
smin       4.6          --- in micrometer
smax       1000.0       --- in micrometer
eta        3.5          --- Slope der s-Abhaengigkeit
komp       2            --- Anzahl der Komponenten im 2. Ring
wichtung   0.8          --- Wichtung der 1. Komponente
dichte     2.4          --- Dichte der 1. Komponente
daten      komponente_2-1.dat --- Datei mit optischen Daten fuer 1 Komponente
lambdas    70           --- Anzahl der gegebenen Wellenlaengen in den optischen Daten
groessen   1000         --- Anzahl der gegebenen Groessen in den optischen Daten
wichtung   0.2          --- Wichtung der 2. Komponente
dichte     4.2          --- Dichte der 2. Komponente
daten      komponente_2-2.dat --- Datei mit optischen Daten fuer 2. Komponente
lambdas    1015         --- Anzahl der gegebenen Wellenlaengen in den optischen Daten
groessen   1000         --- Anzahl der gegebenen Groessen in den optischen Daten
===== Integration Parameter =====
int_l      100          --- Stuetzstellen fuer die lambda-Integration
int_r      800          --- Stuetzstellen fuer die r-Integration
int_s      50           --- Stuetzstellen fuer die s-Integration
pos_l      100          --- Anzahl der Wellenlaengen, an denen Fluss berechnet wird
===== Datei fuer Ausgabe =====
outp       output.dat   --- Name fuer die Ausgabedatei

```

Abbildung 3.2: Muster einer Input-Datei des *SpecCalc* für ein System mit zwei Ringen aus jeweils zwei Komponenten

die Anzahl an chemischen Komponenten im jeweiligen Ring. Hierzu ist jeweils die Angabe des Anteils an der Gesamtmasse einer Komponente, die Dichte ρ_d dieser Komponente, der Name der Datei, in der die optischen Daten gespeichert sind, sowie die Anzahl an Wellenlängen und Größen, für die diese Daten gegeben sind, notwendig. Bei den Angaben zur Berechnung handelt es sich um die Zahl der Stützstellen für die verschiedenen Integrationen, sowie die Zahl der Wellenlängen, an denen die Flüsse berechnet werden sollen. Zum Schluss muss noch der Name der Datei angegeben werden, in die die Ergebnisse geschrieben werden. Ein Muster für eine solche Input-Datei ist in Abbildung 3.2 zu sehen.

Im Folgenden soll der Aufbau der im *SpecCalc* verwendeten Dateien kurz erläutert werden. Das Sternspektrum wird als Datensatz von Rohdaten⁴ eingefügt. Als Header dienen zwei Zeilen. In der ersten Zeile sind die Effektivtemperatur, der $\log g$ -Wert und die Metallizität angegeben, in der zweiten Zeile die Anzahl der Wellenlängen. Darauf folgen im ersten Block alle verwendeten Wellenlängen in Å, im zweiten die nach Hauschildt berechneten Spektraldaten und im dritten Block die zugehörigen Werte eines Schwarzen Körpers. Die Flüsse haben die Einheit

⁴Dieser ist für verschiedene Sterntypen im Internet unter <http://www.hs.uni-hamburg.de/EN/ForThA/phoenix/index.html> herunterzuladen

```

9800      3.50000      0.00000      Teff, logg, [M/H]
27391      number of wavelength points
1.000000000000000e+02 1.100000000000000e+02 1.200000000000000e+02 1.300000000000000e+02
1.400000000000000e+02 1.500000000000000e+02 1.600000000000000e+02 1.700000000000000e+02
...
0.00000e+00 0.00000e+00 0.00000e+00 0.00000e+00 1.40130e-45 1.45161e-41
3.83565e-38 4.00719e-35 1.94912e-32 5.05636e-30 6.96366e-28 6.46901e-26
...
6.45662e-39 2.51192e-33 1.09902e-28 9.01579e-25 1.98611e-21 1.52758e-18
5.02348e-16 8.18473e-14 7.46456e-12 4.16777e-10 1.53640e-08 3.96921e-07
...

```

Abbildung 3.3: Muster einer Datei mit den Spektraldaten des Sterns

erg/s cm² cm. Dies ist schematisch in Abbildung 3.3 zu sehen. Das modifizierte Spektrum hat dann die Form einer Tabelle mit vier Spalten. In der ersten steht die Wellenlänge in Å, in der zweiten das Sternspektrum, in der dritten das Planck–Spektrum und in der vierten Spalte eine selbst berechnete Planck–Kurve. Die Flüsse haben dabei die Einheit erg/s cm² Hz.

Bei den Dateien für die optischen Daten handelt es sich um einfache Tabellen aus drei Spalten. Zuerst ist die Wellenlänge in μm angegeben. Darauf folgen der Real- und Imaginärteil des Brechungsindex. An dieser Stelle ist darauf zu achten, dass die Werte nach ansteigender Wellenlänge sortiert sind. Absteigend sortierte Dateien müssen vor dem Gebrauch umsortiert werden. Da der Wellenlängenbereich der optischen Daten zu langen Wellenlängen hin sehr beschränkt ist, wurden die optischen Daten extrapoliert. Dazu wurde mit den letzten Datenpunkten eine lineare Regression in den Logarithmen der Wellenlänge und der Brechungsindizes durchgeführt und damit 20 weitere Werte für n und κ bis $\lambda = 50$ cm berechnet.

Um die Rechenzeit zu verkürzen, wurden die Mie–Berechnungen, die besonders bei großen Teilchen sehr zeitaufwendig sind, aus dem *SpecCalc* ausgelagert. Anstelle dessen werden Tabellen verwendet, die die Absorptionseffizienzen für einige Teilchengrößen bei den gegebenen Wellenlängen enthalten. Diese Tabellen müssen vor den eigentlichen Berechnungen aus den optischen Daten erstellt werden. Das hat den Vorteil, dass diese Daten nach Beendigung eines Laufes des *SpecCalc* nicht verloren gehen, sondern immer wieder verwendet werden können, wenn das entsprechende Staubmaterial in einem Scheibenmodell auftritt.

3.2.2 Arbeitsweise des *SpecCalc*

Direkt nach dem Programmaufruf wird nach dem Namen der Input–Datei gefragt. Nach dem Einlesen werden die Spektraldaten des Sterns ausgelesen, bearbeitet und zwischengespeichert. Alle wichtigen Parameter werden sowohl auf den Bildschirm, als auch als Header der Output–Datei ausgegeben. Danach werden die Flüsse der einzelnen Komponenten der Ringe nach Gleichung (2.30) berechnet und zu den Gesamtflüssen der Ringe und hinterher zum Gesamtfluss des Systems addiert. Zwischenergebnisse werden direkt auf dem Bildschirm ausgegeben, die Endergebnisse am Schluss eines Programmlaufs in die Output–Datei geschrieben. Diese enthält dann neben dem Header eine Tabelle, die in der ersten Spalte die Wellenlängen in μm , in der letzten Spalte den Gesamtfluss und in den Spalten dazwischen die Flüsse der einzelnen Ringe bei den entsprechenden Wellenlängen enthält. Die Flüsse sind alle in mJy angegeben. Im Header werden noch einmal die Input–Parameter aufgelistet, sowie die mittlere, normale und vertikale, geometrische optische Dicke der einzelnen Ringe und am Ende des gesamten Rings angegeben.

Die Berechnung der Flüsse der Komponenten eines Rings geschieht jeweils durch den Aufruf der Integration über die Teilchengröße. Hier werden zuerst die Absorptionseffizienzen ausgelesen und in einem Array zwischengespeichert. Für jeden s-Integrationsschritt wird eine volle Integration über die Staubtemperatur durchgeführt. Ein Bisektionsverfahren liefert die Integrationsgrenzen aus den gegebenen Ringgrenzen r_{\min} und r_{\max} . Sowohl für diese Integrationen, als auch für die Integration über die Wellenlänge zur Bestimmung des Abstandes nach Gleichung (2.29) wurde ein Trapezverfahren implementiert. Die Anzahl der jeweiligen Stützstellen wird in der Input-Datei festgelegt. Bei der Temperaturintegration sind diese äquidistant, bei den anderen beiden Integrationen logarithmisch äquidistant verteilt.

Bei der Auswahl der Sternspektren⁵ ist neben der Temperatur auch noch der $\log g$ -Wert, sowie die Metallizität gefragt. Soweit Informationen zu den letzten beiden Parametern für die behandelten Systeme vorhanden waren, wurden sie bei der Auswahl der Spektren berücksichtigt. War dies nicht der Fall, so wurden einfach Datensätze mit der Metallizität $[M/H] = 0,0$ und einem niedrigen $\log g$ -Wert verwendet. Diese Sterneigenschaften haben allerdings lediglich einen Einfluss auf die speziellen Features im Spektrum, das Kontinuum bleibt weitestgehend identisch. Da es die Kontinuumsstrahlung ist, die den Großteil der von den Teilchen absorbierten Leuchtkraft stellt, ist dieser Einfluss vernachlässigbar.

Zur Bestimmung der Absorptionseffizienzen wurde zu jedem gesuchten Paar aus Teilchengröße und Wellenlänge aus den nächstgelegenen drei Datenpunkten der Absorptionseffizienzdatei eine Ebene gelegt und der Funktionswert der Ebene bei dem gesuchten Paar berechnet.

An einigen Stellen des Programms wird der Sternradius benötigt. Er berechnet sich aus den Eingabeparametern über

$$R_* = R_{\odot} \sqrt{\left(\frac{L_*}{L_{\odot}}\right) \left(\frac{T_{\odot}}{T_*}\right)^4}. \quad (3.1)$$

3.3 Debris Disk Radiative Transfer Simulator

Bei dem *Debris Disk Radiative Transfer Simulator*⁶ (DDS) von Sebastian Wolf (Wolf & Hillenbrand, 2005) handelt es sich um ein Internetprogramm zur Berechnung von optischen Flüssen einzelner, zirkumstellarer Trümmerscheiben. Es soll im weiteren Verlauf zur Überprüfung der mit dem *SpecCalc* erhaltenen Ergebnisse dienen.

Da der DDS neben dem reemittierten Licht auch das gestreute Licht berechnen kann, ist die korrekte Wahl des halben Öffnungswinkels von größerer Bedeutung als beim *SpecCalc*, der diesen Wert lediglich zur Berechnung der optischen Dicke verwendet. Auf den Fluss des thermischen Lichts des Rings hat der Öffnungswinkel allerdings keinen Einfluss. Im Unterschied zum *SpecCalc* arbeitet der DDS nicht mit der Oberflächenzahldichte, sondern mit der Zahldichte. Die Umrechnung auf den entsprechenden Exponenten lautet dann einfach nach den Gleichungen

⁵<http://www.hs.uni-hamburg.de/EN/For/ThA/phoenix/index.html>

⁶<http://aida28.mpia-hd.mpg.de/~swolf/dds/> (Erläuterungen zu dem Programm sind in Wolf & Hillenbrand (2005) zu finden)

(2.2) und (2.4)

$$\xi' = \xi + 1. \tag{3.2}$$

Desweiteren müssen die Dateien mit den Brechungsindizes für die verschiedenen Wellenlängen ein wenig umgeschrieben werden. So muss in den ersten Zeilen vor den eigentlichen optischen Daten der Name des betrachteten Materials, die spezifische Dichte der Staubteilchen, die Sublimationstemperatur der Staubteilchen und die Anzahl an Wellenlängen, für die optische Daten vorhanden sind, angegeben werden. Da bei den Vergleichen der Einfachheit halber der Stern immer als ein Schwarzer Körper angenommen wurde, ist die Angabe von Spektraldaten nicht nötig, allerdings wird die Angabe der Temperatur des Sterns verlangt.

Kapitel 4

Systeme um sonnenähnliche Sterne

Das Leben ist wert, gelebt zu werden, sagt die Kunst, die schönste Verführerin; das Leben ist wert, erkannt zu werden, sagt die Wissenschaft.

FRIEDRICH NIETZSCHE

Wie schon in Kapitel 1 beschrieben sind Trümmerscheiben Überreste der Stern- und Planetenentstehung. Ein besonderes Interesse besteht natürlich darin, die Entstehung und Entwicklung des eigenen Sonnensystems zu verstehen. Daher soll am Anfang ein junges, sonnenähnliches System betrachtet werden. Zuvor jedoch wird die thermische Strahlung des Staubes im heutigen Sonnensystem abgeschätzt.

4.1 Sonnensystem

4.1.1 Staub im Sonnensystem

Das Auftreten von Staub im Sonnensystem ist auf zwei Bereiche konzentriert, den interplanetaren Staub und den transneptunischen Staub. Der erste Bereich ist die Zodiakalwolke, der zweite die vermutete (sie konnte bis jetzt noch nicht direkt beobachtet werden) Staubscheibe des Kuiper-Gürtel. Beide Staubsysteme sind optisch sehr dünn. So lässt sich entlang der Erdbahn eine optische Dicke von $\tau = 10^{-7} - 10^{-6}$ (Leinert & Grün, 1990) beobachten und für den Kuiper-Gürtel konnte $\tau = 3 \cdot 10^{-7} - 5 \cdot 10^{-6}$ (Stern, 1996) bestimmt werden. Als Folge der geringen optischen Dicke übertreffen die Kollisionszeitskalen die des Poynting-Robertson-Effekts erst ab etwa einer Teilchengröße von $100 \mu\text{m}$ (Leinert et al., 1983; Leinert & Grün, 1990). Damit ist die Dynamik der hauptsächlich für die Strahlung verantwortlichen Teilchen durch den Poynting-Robertson-Effekt dominiert, die Entwicklung ihrer Quellen ist hingegen durch Kollisionen bestimmt.

Rückschlüsse über den Aufbau der Zodiakalwolke konnten aus Messungen des am Staub gestreuten Sonnenlichts, dem Zodiakallicht, gezogen werden. Mit den Ergebnissen der *Pioneer 10/11*- und *Helios 1/2*-Beobachtungen leiteten Leinert et al. (1983) eine Ausdehnung der Zodiakalwolke von 0,1 bis 3,3 AU ab. Die radiale Verteilung folgt einem Potenzgesetz der Form

$n \propto r^{-1,3}$. Diese Abhängigkeit liegt sehr nahe an der für PR-dominierte Scheiben vorhergesagten. Die Annahme einer PR-dominierten Dynamik scheint also zumindest für den inneren Teil des Sonnensystems gerechtfertigt. Für größere Abstände können Streulichtmessungen nicht mehr angewendet werden, da hier das Zodiakallicht gegenüber dem Sternhintergrund zu vernachlässigen ist.

Für die Strahlung verantwortlich sind hauptsächlich Teilchen im Bereich von 10 bis 100 μm (Grün et al., 1985). Teilchen von weniger als 1 μm Radius haben lediglich einen Anteil von 2% an der Gesamtstrahlung der Zodiakalwolke. Für diesen Bereich der Teilchengröße konnte ein Verlauf von $N \propto s^{-2}$ gemessen werden.

Neuere Untersuchungen im Infrarot mit *IRAS* und *COBE* haben kompliziertere Strukturen in der Zodiakalwolke aufgedeckt (Fixsen & Dwek, 2002, und darin enthaltene Referenzen), auf die hier allerdings nicht weiter eingegangen werden soll.

1949 bzw. 1951 sagten K. Edgeworth und G. Kuiper die Existenz eines Kometen- und Trümmergürtels jenseits der Neptunbahn, den nach ihnen benannten (Edgeworth-)Kuiper-Gürtel, vorher. Erst Jewitt & Luu (1993) gelang es mit der Entdeckung von 1992QB₁ das erste Kuiper-Gürtel-Objekt zu beobachten. Diese und die darauf folgenden Entdeckungen sind Körper von bis zu einigen tausend km Durchmesser. Es handelt sich hierbei also lediglich um die potentiellen Quellen des Staubes.

Im Gegensatz zu der Zodiakalwolke lässt sich der Staub des Kuiper-Gürtels nicht über das Streulicht beobachten, da dieses zum einen vom Zodiakallicht zum anderen vom Licht der Hintergrundsterne überstrahlt wird. Somit ist über die Verteilung des Staubes im äußeren Sonnensystem auch nur recht wenig bekannt. Lediglich nach Abschätzungen zur oberen Massengrenze des Staubes – es kann ja höchstens so viel Staub vorhanden sein, dass er gerade nicht durch existierende Instrumente detektiert wird – konnten dynamische Untersuchungen bezüglich der Entwicklung des Staubes innerhalb der bekannten Verteilung der Kuiper-Gürtel-Objekte durchgeführt werden (Backman et al., 1995; Stern, 1996). Trotz dieser Bemühungen konnten noch keine genauen Angaben über die Staubverteilung gemacht werden.

Während der Staub des Kuiper-Gürtels durch Kollisionen zwischen den großen Kuiper-Gürtel-Objekten erzeugt wird, gibt es drei Mechanismen, die für das Auftreten der Zodiakalwolke verantwortlich sind. Zum einen wandert ein Teil des im Kuiper-Gürtel produzierten Staubes (bis zu 20 %), angetrieben durch den Poynting-Robertson-Effekt und den Sonnenwind, ins innere des Sonnensystems (Liou et al., 1996). Zum anderen wird ein Großteil des Staubes in Kollisionen zwischen Asteroiden und den danach folgenden Kollisionskaskaden innerhalb des Asteroidengürtels freigesetzt (Mann et al., 1996). Desweiteren können, abhängig von den speziellen Bahnparametern, kurzperiodische Kometen durch den langsamen Verlust ihres Komamaterials in Sonnennähe einen großen Anteil am Staub der Zodiakalwolke haben (Cremonese et al., 1997).

Abschätzungen zu der Staubmasse der Zodiakalwolke sind bei Fixsen & Dwek (2002, und darin enthaltene Referenzen) zu finden. Hier wird ein Wert von $(1 - 10) \cdot 10^{-9} M_{\oplus}$ angegeben. Für den Kuiper-Gürtel finden Backman et al. (1995) eine Masse des strahlenden Staubes von $1 \cdot 10^{-5} M_{\oplus}$. Bei Berücksichtigung des gesamten Größenbereichs bis hin zu vielen km, ergibt sich eine Obergrenze der Gesamtmasse von $1 M_{\oplus}$.

4.1.2 Berechnung der SED

Auf der Grundlage der oben genannten Eigenschaften der Zodiakalwolke und des Kuiper-Gürtels soll mit dem *SpecCalc* die SED berechnet werden, die man vom Sonnensystem in einer Entfernung von 30 pc beobachten würde. Aufgrund der recht geringen Staubmassen in beiden Staubsystemen wurden die Abschätzungen noch einmal mit einem Faktor 30 multipliziert, um in den Rechnungen einen spürbaren Einfluss der Scheiben im Gesamtfluss zu erreichen. Bei der Zodiakalwolke wurde dabei die optimistischste Abschätzung mit $1 \cdot 10^{-8} M_{\oplus}$ gewählt. Der innere Radius der Zodiakalwolke wurde auf den Sublimationsabstand gesetzt. Die Ringgrenzen des Kuiper-Gürtels wurden ein wenig nach innen verschoben. Als unterste Grenze der Teilchengröße diente der Blow-out-Radius.

Neben diesen hauptsächlich durch den PR-Effekt hervorgerufenen Parametern, sollen weitere Rechnungen mit einem Parametersatz durchgeführt werden, der ein potentiell, durch Kollisionen bestimmtes Analogon zum Sonnensystem beschreibt. Dazu werden die in Kapitel 2.4.4 genannten Abhängigkeiten der Oberflächendichte verwendet. Des Weiteren werden die Ringgrenzen im Vergleich zum PR-dominierten Fall etwas nach außen verlagert in den Bereich, in dem die Kollisionen als Quellen des Staubes stattfinden. Alle Parameter sind noch einmal in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Parameter	Zodiakalwolke		Kuiper-Gürtel	
	Kollisionen	PR-Effekt	Kollisionen	PR-Effekt
$M_d [M_{\oplus}]$	$3,0 \cdot 10^{-7}$	$3,0 \cdot 10^{-7}$	$3,0 \cdot 10^{-4}$	$3,0 \cdot 10^{-4}$
$r_{\min} [\text{AU}]$	2,0	0,04	30,0	10,0
$r_{\max} [\text{AU}]$	4,0	3,0	50,0	40,0
ξ	1,5	0,3	1,5	0,3
$s_{\min} [\mu\text{m}]$	0,5	0,5	0,5	0,5
$s_{\max} [\mu\text{m}]$	100,0	100,0	100,0	100,0
η	3,5	2,0	3,5	2,0

Tabelle 4.1: Parameter der betrachteten Systeme

Die Motivation auch potentielle kollisionsdominierte Staubsysteme um die Sonne zu berechnen, besteht darin einen Eindruck zu bekommen, was für ein Spektrum von analogen Systemen zu erwarten wäre. Wie schon erwähnt ist die dynamische Dominanz in Trümmerscheiben durch die optische Dicke bestimmt. Da diese ebenfalls wie die Stärke der Strahlung, direkt proportional zu der Gesamtmasse des Systems ist, ist aufgrund der einfacheren Detektierbarkeit zu erwarten mehr Systeme mit einer höheren optischen Dicke zu beobachten (Wyatt, 2005). Kollisionen sollten also einen Großteil der beobachteten Scheiben dominieren.

In allen Rechnungen wurde Astrosilikat (Draine & Lee, 1984; Draine, 1985; Laor & Draine, 1993) mit einer Dichte von $\rho = 2,7 \text{ g/cm}^3$ als Staubmaterial verwendet. Der Öffnungswinkel wurde immer als 20° angenommen. Abbildung 4.1 zeigt die mit dem *SpecCalc* berechneten SEDs.

Auf den ersten Blick ist zu erkennen, dass die Zodiakalwolke weder im PR- noch im kollisionsdominierten Fall detektiert werden kann. Schon mit dem 30fachen der optimistischsten

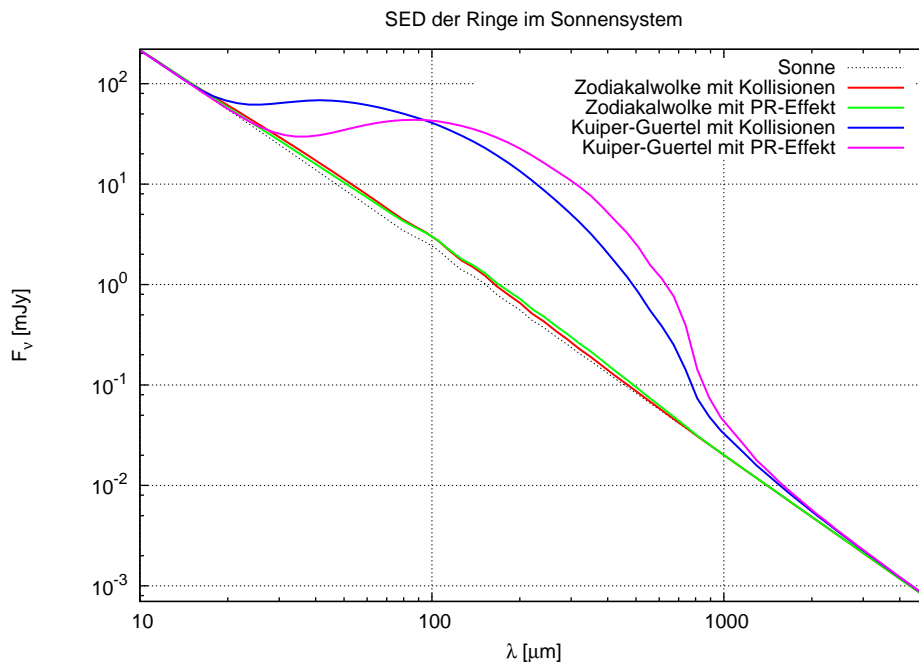


Abbildung 4.1: Berechnete SEDs der Zodiakalwolke und des Kuiper-Gürtels. Die verwendeten Massen entsprechen dem 30fachen der tatsächlich beobachteten Massen.

Massenabschätzung liegt der Gesamtfluss kaum über dem erwarteten Sternspektrum. Zumindest mit den heutigen Instrumenten und den bestehenden Unsicherheiten bei der Extrapolation der Sternspektren im Infrarot wäre ein Exzess dieser Art nicht erkennbar.

Vielversprechender sieht es da beim Kuiper-Gürtel aus. Der in Abbildung 4.1 zu sehende Exzess ist in beiden Fällen deutlich zu erkennen. Berücksichtigt man nun noch die hochskalierte Masse, so kann man für den Kuiper-Gürtel einen Exzess erwarten, wie er bei der Zodiakalwolke mit hochskaliertem Masse zu sehen ist. Geräte wie *IRAS*, *ISO* oder *Spitzer* wären in der Lage, dies zu messen (siehe Kapitel 4.2).

Ein klarer Unterschied ist in Abbildung 4.1 zwischen PR-dominierten und kollisionsdominierten Scheiben zu sehen. Bei Letzteren ist der Exzess stark zu kleineren Wellenlängen hin verschoben. Da Detektoren bei kürzeren Wellenlängen wesentlich empfindlicher sind als bei langen, wird somit die Beobachtung von kollisionsdominierten Systemen zusätzlich (neben den typischerweise höheren Massen) begünstigt.

Die Verschiebung des Exzesses ist eine Konsequenz der steileren Abfälle der Oberflächenzahldichte in der Teilchengröße und im Abstand. Zum einen sind damit vergleichsweise mehr kleine Teilchen in der Scheibe vorhanden, die entsprechend bei kleineren Wellenlängen effektiv ausstrahlen. Zum anderen ist der Staub stärker in Sonnennähe konzentriert, so dass die durchschnittliche Staubtemperatur angehoben wird. Dadurch wird die Strahlungscharakteristik zu kürzeren Wellenlängen verschoben. In den hier speziell betrachteten Beispielen dürfte allerdings der Hauptteil der Verschiebung auf die steilere Teilchengrößeabhängigkeit zurückzuführen sein, da die Ringbegrenzungen bei den Kollisionsmodellen weiter außen angesetzt wurden als bei den PR-Modellen, was der steileren Radialabhängigkeit entgegenwirkt.

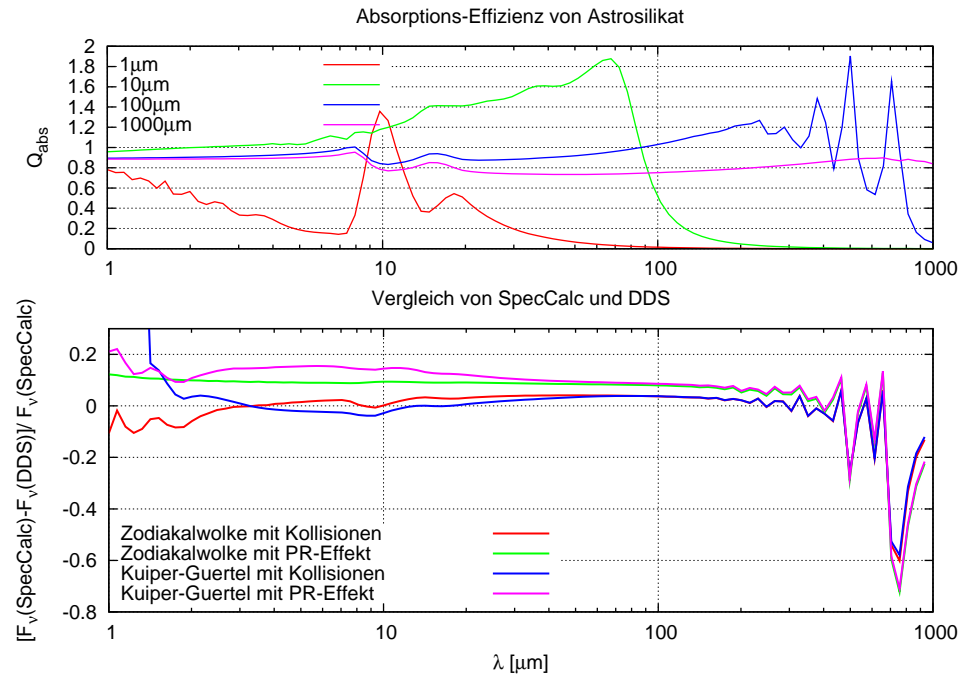


Abbildung 4.2: Vergleich der Rechnungen mit dem *SpecCalc* und dem *DDS* (unten) zusammen mit den Absorptionseffizienzen von Astrosilikat (oben)

4.1.3 Überprüfung der Ergebnisse

Bevor weitere Systeme untersucht werden, sollen die bis jetzt mit dem *SpecCalc* gewonnenen Ergebnisse noch einmal überprüft werden. Dazu wird ein Vergleich mit dem *DDS* vorgenommen. Es wurden noch einmal die SEDs für die oben vorgestellten Staubstrukturen im Sonnensystem mit beiden Programmen berechnet. Diesmal wurde allerdings der Einfachheit halber ein Schwarzkörperspektrum für die Sonne angenommen. Zum besseren Vergleich wurden die erhaltenen Spektraldaten voneinander abgezogen und durch die mit dem *SpecCalc* berechneten Flüsse dividiert. An dieser Stelle muss darauf hingewiesen werden, dass hier nur die Flüsse der Ringe, nicht aber die Gesamtflüsse verglichen wurden. Würde man die Gesamtflüsse zum Vergleich heran ziehen, so wäre der relevante Spektralbereich kleiner, da man bei kleinen Wellenlängen, in denen die Strahlung der Scheibe noch weit schwächer ist als die des Sterns, lediglich die Schwarzkörperkurven miteinander vergleichen könnte. Diese sollten aber sowieso identisch sein.

Der Vergleich ist in Abbildung 4.2 (unten) zu sehen. Es ist zu erkennen, dass die Abweichungen bei kleinen Wellenlängen weitestgehend recht klein sind. Im Bereich des maximalen Exzesses werden sie minimal. Erst bei größeren Wellenlängen steigen die Unterschiede wieder stark an. Die Ursache hierfür wird deutlich, wenn man die Differenzen mit dem spektralen Verlauf der Absorptionseffizienzen von Astrosilikat in Abbildung 4.2 (oben) vergleicht. Bei hohen Wellenlängen und mittelgroßen Teilchen (100 μm) kommt es zu starken Schwankungen in der Absorptionseffizienz. Diese Schwankungen finden sich auch in den Rechnungen des *DDS* wieder, im Gegensatz zu denen des *SpecCalc*.

Als Ursache der Abweichungen in den beiden Rechnungen kommen drei Möglichkeiten in Fra-

ge. Die erste ist, dass im *DDS* die größten, auftretenden Teilchen, bei denen die Schwankungen ja auftreten, im Gegensatz zum *SpecCalc* einen größeren Einfluss haben. Dies ist nur möglich, indem ihre Anzahl höher ist. Das würde bedeuten, dass die Eingabeparameter der Größenverteilung im *DDS* nicht denen des *SpecCalc* entsprechen, obwohl sie doch als die gleichen beschrieben sind. Die andere Möglichkeit lautet, dass der *SpecCalc* die Absorptionseffizienzen größer mittelt als es der *DDS* tut und damit die Schwankungen im Endergebnis nicht mehr zu sehen sind. Als letzte Erklärungsmöglichkeit steht noch offen, dass in beiden Programmen leicht unterschiedliche Absorptionseffizienzen benutzt werden. Der Anlass zu dieser Vermutung leitet sich von dem Umstand ab, dass der *DDS* einen anderen Berechnungs-Algorithmus für die Mie-Berechnungen verwendet.

Letztendlich muss man festhalten, dass es zwar Unterschiede in den mit dem *SpecCalc* und *DDS* berechneten SEDs gibt, diese aber insgesamt doch recht gering sind verglichen mit den zu erwartenden Fehlern der Beobachtungen. Insbesondere die Schwankungen bei größeren Wellenlängen werden in beobachteten SEDs nicht zu sehen sein, da die Messwerte viel zu weit auseinander liegen. Die Abweichungen bei kleinen Wellenlängen sind komplett zu vernachlässigen, da hier die Strahlung des Sterns um einige Größenordnungen stärker ist als die Strahlung der Scheibe. Für die geplanten Anwendungen zur Anpassung der theoretischen SEDs an Beobachtungen ist diese Genauigkeit auf jeden Fall ausreichend.

4.1.4 Variation der Parameter

Bevor in den folgenden Kapiteln durch die Anpassung des Spektrums an Beobachtungen Aussagen über die Struktur der jeweiligen Systeme gezogen werden, soll zuerst noch der Einfluss der verschiedenen Parameter auf die SED untersucht werden. Dazu wurden, ausgehend von den Vorstellungen des PR-dominierten Kuiper-Gürtels, die Parameter der radialen und der Teilchengröße-Verteilung variiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Die Einflüsse der verschiedenen Parameter sind wie folgt zu erklären:

r_{\min} : Die Verschiebung der inneren Grenze des Rings nach außen bewirkt zum einen eine Verschiebung der SED zu längeren Wellenlängen, zum anderen ein generelles Absinken der Flüsse. Die Ursache liegt darin, dass mit steigendem r_{\min} die Durchschnittstemperatur der Teilchen sinkt. Dieses Verhalten entspricht dem einer Planck-Kurve bei sinkenden Temperaturen.

r_{\max} : Analog befinden sich bei der Erhöhung der äußeren Ringgrenze mehr Teilchen in einer größeren Entfernung von der Sonne, was die Durchschnittstemperatur erniedrigt. Somit sinkt auch hier die SED und ist zu längeren Wellenlängen verschoben.

ξ : Die Erhöhung des Exponenten ξ bedeutet, dass sich mehr Teilchen in Sonnennähe aufhalten und damit die Durchschnittstemperatur anheben. Im Fall des Kuiper-Gürtels ist der Einfluss allerdings recht gering und es lassen sich nur minimale Änderungen der SED sehen.

s_{\min} : Eine Veränderung der unteren Grenze der Teilchengröße wirkt sich nur schwach auf die SED aus. Die Kurven für 0,5 und 5 μm unterscheiden sich fast gar nicht. Dies bestätigt

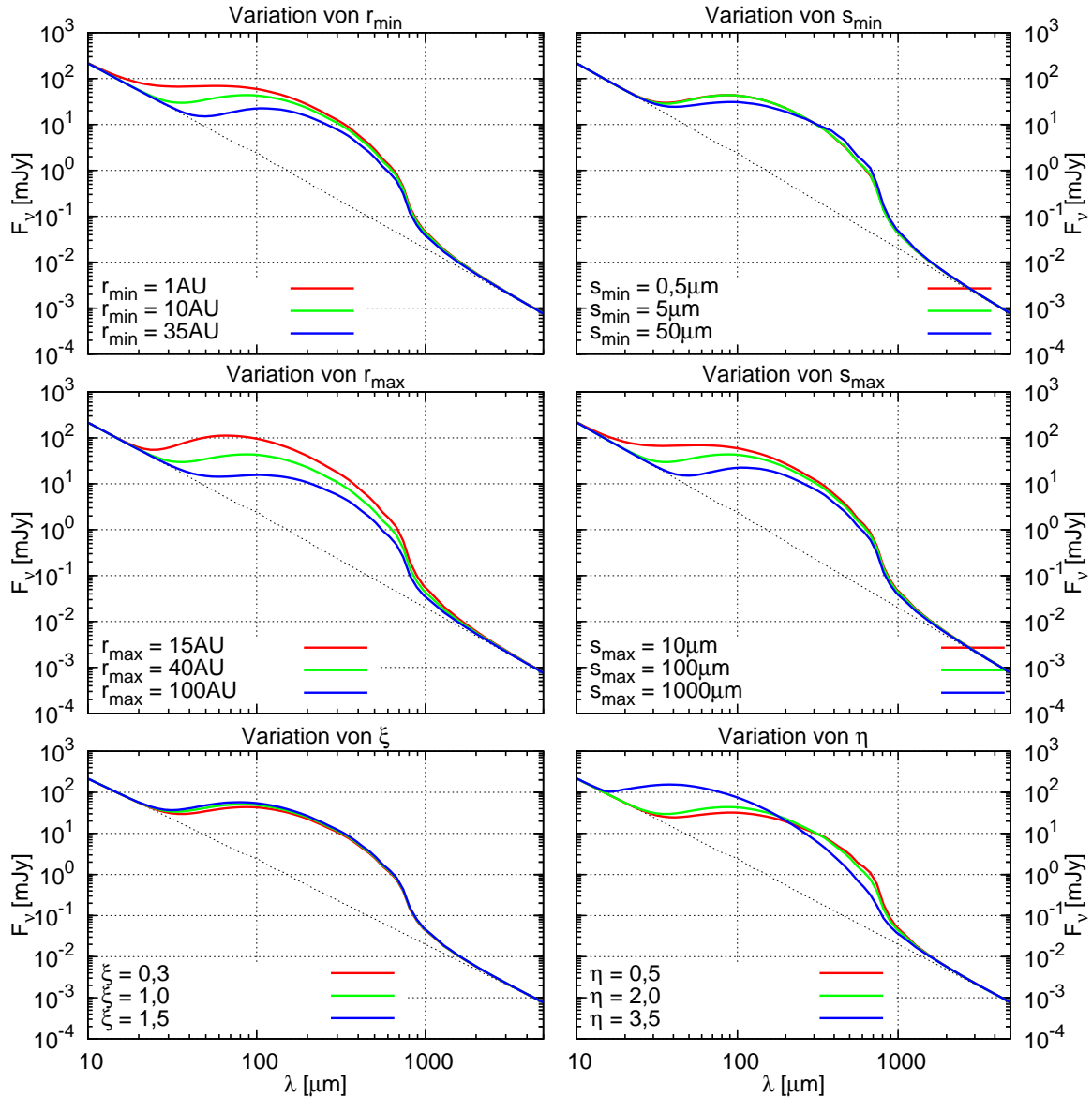


Abbildung 4.3: Variation der Systemparameter ausgehend von einem PR-dominierten Kuiper-Gürtel

die Aussage, dass der Hauptteil der Strahlung von Teilchen zwischen 10 und 100 μm verursacht wird. Bei weiterer Erhöhung von s_{\min} fallen die Flüsse bei kurzen Wellenlängen ab und steigen bei langen Wellenlängen an. Dies liegt an der Strahlungscharakteristik der Teilchen, die sich mit steigender Teilchengröße immer mehr zu längeren Wellenlängen verschiebt.

s_{\max} : Eine Erhöhung der oberen Grenze des Teilchengrößeintervalls bewirkt eine Verringerung an kleinen Teilchen, die die Strahlung bei kurzen Wellenlängen verursachen könnten.

η : In gleicher Weise lässt sich der Einfluss des Exponenten η erklären. Mit dessen Erhöhung wird die Anzahl an großen Teilchen vergrößert und die Menge an kleinen Teilchen verringert, so dass sich entsprechend die SED zu längeren Wellenlängen hin verlagert.

4.2 HD 72905

Nachdem nun für das Sonnensystem berechnet wurde, wie es aus einiger Entfernung zu beobachten wäre und der Einfluss der verschiedenen Parameter auf die resultierende SED bekannt ist, wird im Anschluss ein sonnenähnliches, aber jüngeres System betrachtet, welches tatsächlich beobachtet wurde. Hier sollen dann umgekehrt aus beobachteten Spektraldaten Aussagen über den Aufbau des Systems getroffen werden.

Die Motivation zur Auswahl von HD 72905 bestand zum einen darin, dass, wie später genauer beschrieben wird, sich möglicherweise Ähnlichkeiten zum Late Heavy Bombardment im Sonnensystem feststellen lassen. Diese dynamisch interessante und für die Entwicklung des Erde–Mond–Systems sehr bedeutende Phase macht das System HD 72905 sehr attraktiv. Der zweite, eher pragmatische Grund liegt in der Anzahl der verfügbaren Beobachtungsdaten. Im Fall von HD 72905 waren Messwerte über den gesamten Bereich des Exzesses vorhanden, so dass die Form der SED gut bestimmt war. Bei vielen anderen Systemen mit bekannten Exzessen gibt es lediglich verlässliche Messungen bei ein oder zwei Wellenlängen, was zwar auf die Existenz eines IR–Exzesses, nicht aber auf dessen Form – und damit auf mögliche Strukturen der Scheibe – schließen lässt. Diese Systeme sind also für die Anpassung der SED wenig geeignet.

4.2.1 Beschreibung von HD 72905

Bei HD 72905 handelt es sich um einen G1,5V–Stern in einer Entfernung von 14,27 pc (Luck & Heiter, 2005). Bei einer Temperatur von 6 025 K (Luck & Heiter, 2005) beträgt seine bolometrische Helligkeit $M_{\text{bol}} = 4,73^{\text{mag}}$ (Fuhrmann, 2004), was einer Leuchtkraft von $1,01 L_{\odot}$ entspricht. Der Sternradius $R_* = 0,946 \pm 0,014 R_{\odot}$, die Metallizität $[\text{Fe}/\text{H}] = -0,03 \pm 0,06$ sowie die Oberflächengravitation $\log g = 4,46 \pm 0,08$ konnten von Gaidos & Gonzales (2002) abgeschätzt werden. HD 72905 ist Mitglied der Ursa Major–Gruppe. Auf Grund dieser Zugehörigkeit lässt sich ein Alter des Sterns von 500 ± 100 Myr ableiten (King et al., 2003).

Der Stern HD 72905 zeigt keine besonderen Auffälligkeiten, wie eine überdurchschnittliche Metallizität oder hohe Eigenrotation. Auch wurden bis jetzt keine Planeten entdeckt. Dennoch konnten sowohl mit *IRAS* und *ISO* (Spangler et al., 2001), *Spitzer* (Bryden et al., 2006; Beichman et al., 2006), *SCUBA* (Bryden et al., 2006) und *OVRO* (Carpenter et al., 2005) Exzesse im Infraroten gemessen werden. Bereits Beichman et al. (2006) untersuchten auf der Grundlage eines in Abbildung 4.4 zu sehenden *IRS*–Spektrums¹, sowie mit *MIPS*–Photometriedaten die mögliche Struktur der Scheibe von HD 72905. Sie leiten daraus die Existenz eines inneren Rings mit kleinen ($0,25 \mu\text{m}$) Teilchen bei hohen Temperaturen im Bereich von 0,03 (Sublimationsgreze) bis 0,43 AU ab. Dieser soll für die Strahlung um $8 \mu\text{m}$ verantwortlich sein. Ein äußerer Ring von 10,2 bis 15,9 AU, bestehend aus großen ($10 \mu\text{m}$) Staubeilchen, wird als Ursache für die thermische Emission ab $14 \mu\text{m}$ gesehen. Durch die größere Entfernung zum Stern sind die Staubtemperaturen hier wesentlich niedriger.

Theoretisch behandelt wurde das System mit Hilfe des Modells von Wyatt et al. (2007). Dieses beschreibt die Entwicklung von Trümmerscheiben unter der Annahme eines Gleichgewichtszu-

¹Leider sind die *IRS*–Spektren elektronisch nicht verfügbar, so dass sie nicht für die Untersuchungen verwendet werden konnten.

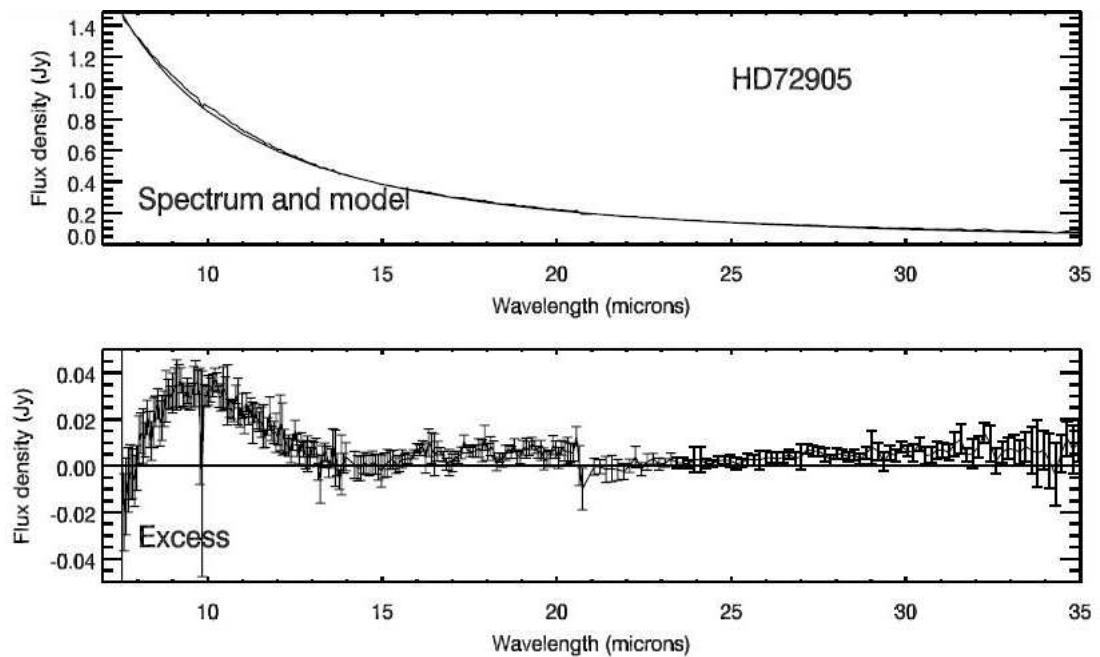


Abbildung 4.4: *IRS*-Spektrum von HD 72905 aus Beichman et al. (2006); bei dem geplotteten Sternspektrum handelt es sich um ein Kurucz Photosphärenmodell

standes bezüglich Kollisionen innerhalb der Scheibe. Wegen der Höhe des beobachteten Exzesses kommen sie zu dem Schluss, dass es sich bei der Staubscheibe im System von HD 72905 um ein vorübergehendes System handeln muss und nicht durch eine gleichmäßige Staubproduktion über das gesamte Alter des Sterns in einem Asteroidengürtel erklärt werden kann. Außerdem halten sie es für sehr unwahrscheinlich, dass das einmalige Ereignis einer Kollision zwischen großen Planetesimalen innerhalb eines Gürtels aus Planetesimalen, der sich bis dahin entsprechend einer gleichmäßigen Kollisionskaskade entwickelt hat, für die hohen Staubmassen verantwortlich ist. Als wahrscheinlichstes Szenario sehen sie mehrere Planetesimale, die auf Grund einer gravitativen Störung (z.B. durch einen Planeten) aus einem äußeren Gürtel in das Innere des Systems gestreut werden. Dort erzeugen sie dann den Staub entweder durch die Zerkleinerung in gegenseitigen Kollisionen oder durch Sublimation in der Nähe des Perizenters. Mit dieser Erklärung bekräftigen sie die These eines Doppelringsystems von Beichman et al. (2006). Des Weiteren ist eine Ähnlichkeit zum Kuiper-Gürtel zu erkennen. Außerdem eröffnet die Hypothese eines solchen vorübergehenden Ereignisses eine mögliche Analogie zum Late Heavy Bombardment im Sonnensystem. Auf Grund dieser Vergleichsmöglichkeit zum Sonnensystem ist das System von HD 72905 sehr interessant für weitere Untersuchungen.

4.2.2 Anwendung des *SpecCalc* auf HD 72905

Im Unterschied zu den Anwendungen in Kapitel 4.1 ist nun bekannt, welche Form die SED haben soll. Gesucht sind die entsprechenden Parameter der Trümmerscheibe. Um diese zu erhalten, wurde die SED entsprechend den in Kapitel 4.2.1 vorgestellten Informationen des Systems berechnet. Danach wurden die Parameter variiert, um die erhaltenen Kurven den Beobachtun-

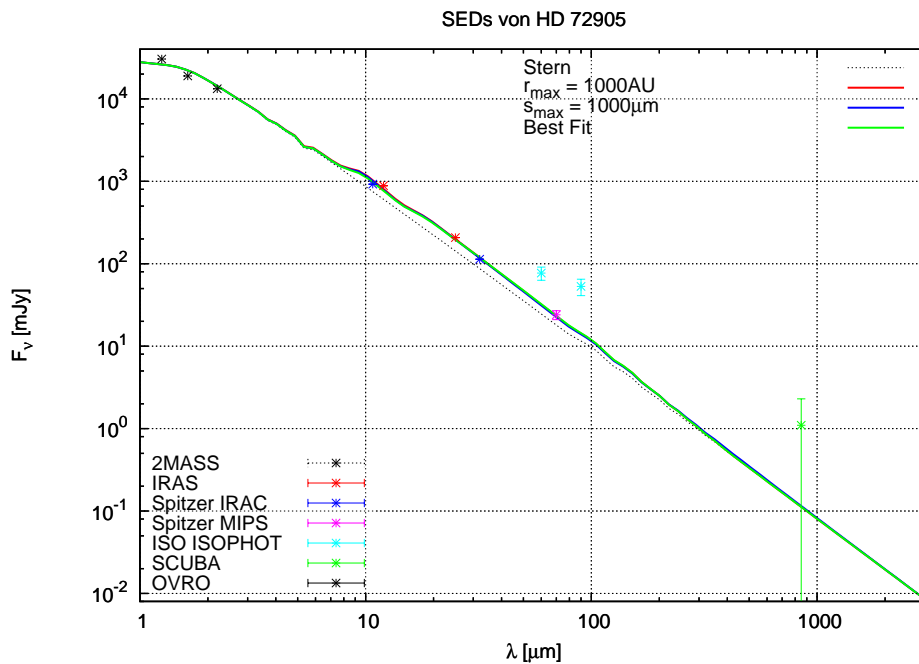


Abbildung 4.5: Angepasste SED für HD 72905

gen anzupassen. Aufgrund der sehr hohen Fehler und dem offensichtlichen Widerspruch zu Daten bei kürzeren Wellenlängen wurden die Datenpunkte von *OVRO* und *SCUBA* hierbei nicht berücksichtigt. Ebenfalls wegen der Diskrepanzen der *ISO*-Daten mit den Beobachtungen von *IRAS* und *Spitzer* wurden erstere vernachlässigt. Im Anschluss an die Anpassung wurden noch einmal einige Parameter verändert, um herauszufinden, wie robust die im „Best Fit“ gefundenen Werte sind.

Das Ergebnis der Anpassung ist in Abbildung 4.5 zu sehen, die zugehörigen Parameter sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Die entsprechende mittlere, normale, geometrische optische Dicke berechnet sich in diesem Fall zu $\tau \approx 1,0 \cdot 10^{-5}$. Im Unterschied zu den Untersuchungen von Beichman et al. (2006) wurden nicht Ringe bestehend aus Teilchen einer einzigen Größe betrachtet, sondern es wurde gleich eine Größenverteilung untersucht. Durch diesen Schritt bedurfte es nicht mehr der Annahme eines Doppelrings, um die gemessenen Exzesse zu erklären.

Der innere Radius der Scheibe entspricht der Sublimationsgrenze, was eine physikalisch sinnvolle Annahme ist, da keine weiteren Angaben über die Ringbegrenzungen bekannt sind. Der äußere Radius ist, verglichen mit der gesamten Ausdehnung des Staubes im Sonnensystem sehr klein und würde eher zu der Zodiakalwolke passen. Dies gilt auch für die benötigte Staubmasse. Allerdings lässt sich die äußere Grenze ohne starke Abweichungen von der Ausgangsanpassung mit entsprechenden Änderungen im Exponenten ξ vergrößern. So würde sich für $r_{\max} = 1000$ AU der Exponent auf $\xi = 1,47$ erhöhen, was aus physikalischer Sicht immer noch ein vernünftiges Ergebnis wäre. Ebenfalls würde sich die Gesamtmasse auf $M_d = 1,0 \cdot 10^{-6}$ erhöhen. Dies ist ebenfalls in Abbildung 4.5 gezeigt.

Ähnliches wie bei den Ringgrenzen gilt auch bei den Begrenzungen der Teilchengröße. So

Parameter	Scheibe
$M_d[M_\oplus]$	$1,5 \cdot 10^{-7}$
$r_{\min}[\text{AU}]$	0,03
$r_{\max}[\text{AU}]$	10,0
ξ	1,2
$s_{\min}[\mu\text{m}]$	0,3
$s_{\max}[\mu\text{m}]$	50,0
η	3,5
Astrosilikat [%]	100

Tabelle 4.2: Parameter der besten Anpassungen der SED von HD 72905 an die Beobachtungsdaten

entspricht das gewählte s_{\min} etwa dem Blow-out-Radius, liegt vielleicht etwas darunter. Eine geringe Erhöhung dieses Wertes ist möglich, würde allerdings auch einen Anstieg des Exponenten η mit sich führen. So wird für $s_{\min} = 0,8 \mu\text{m}$ ein Slope von $\eta = 3,8$ benötigt. Auch der Wert für s_{\max} ist sehr klein. Er lässt sich jedoch, wie in Abbildung 4.5 zu sehen, durch gleichzeitige Veränderung des Slopes auf $s_{\max} = 1000 \mu\text{m}$ vergrößern. Dazu wäre dann $\eta = 3,73$ zu setzen. Desweiteren würde sich die Masse des Staubes verdoppeln. Auf Grund der Übereinstimmung mit dem theoretischen Ergebnis einer Kollisionskaskade von $\eta_{\text{coll}} = 3,5$ wird die Anpassung aus Tabelle 4.2 bevorzugt.

Die Zusammensetzung des Staubes lässt sich im Fall von HD 72905 durch Berechnung der SED nicht genauer bestimmen. Nimmt man beispielsweise Kohlenstoff (Jäger et al., 1998) mit einer Dichte von $\rho = 1,435 \text{ g/cm}^3$ hinzu, so lässt sich das Mischungsverhältnis fast beliebig variieren, ohne starke Veränderungen zu erhalten. Diese sind dann durch kleine Anpassungen der Slopes von Radial- und Teilchengrößeabhängigkeit leicht zu korrigieren.

Zusammenfassend kann man also sagen, dass über den Aufbau der Trümmerscheibe von HD 72905 nur grobe Abschätzungen getroffen werden können. Weder die Ausdehnung der Scheibe, noch der Größenbereich und die Zusammensetzung des Staubes lassen sich genau bestimmen. Dennoch lässt sich aus den Untersuchungen schlussfolgern, dass der Staub in der Scheibe von HD 72905 durch Kollisionen bestimmt zu sein scheint. Dafür sprechen die Abhängigkeiten der Oberflächendichte vom Sternabstand und von der Teilchengröße, die den Werten des kollisionsdominierten Sonnensystems aus Kapitel 4.1 stark ähneln. Desweiteren lässt der hohe Wert der optischen Dicke auf eine solche übergeordnete Bedeutung der Kollisionen für das System schließen. Da der Wert um mindestens eine Größenordnung größer ist als beim Sonnensystem, sind die Kollisionszeitskalen um mindestens eine Größenordnung kürzer (die PR-Zeitskalen bleiben in etwa gleich, da HD 72905 ungefähr vom gleichen Spektraltyp ist). Ob diese Dominanz tatsächlich auf ein Ereignis wie dem Late Heavy Bombardment zurückzuführen ist, lässt sich auf der Grundlage der hier durchgeführten Untersuchungen allerdings nicht sagen.

Kapitel 5

Multiplanetensysteme

The universe is full of magical things patiently waiting for our wits to grow sharper.
EDEN PHILLPOTTS

Im nächsten Schritt soll nun die Ähnlichkeit zum Sonnensystem weiter verringert werden. Dazu werden Systeme betrachtet, in denen bereits Planeten entdeckt worden sind. Diese unterscheiden sich stark von den Planeten des Sonnensystems. Es sind Objekte, in ihrer Masse vergleichbar mit den Gasriesen Jupiter, Saturn und Neptun, die sich viel näher am Stern befinden als die Riesenplaneten und sogar als die meisten terrestrischen Planeten im Sonnensystem. Die Bedeutung der Untersuchung der Staubstrukturen in solchen Systemen liegt darin, dass sich so der Einfluss der Planeten auf die Dynamik des Staubes bis zu einem gewissen Grad nachvollziehen lässt und theoretische Modelle und Vorhersagen damit überprüft werden können.

5.1 HD 69830

5.1.1 Beschreibung von HD 69830

Bei HD 69830 (HR 3259, HIP 40693) handelt es sich um einen K0V-Stern in 12,6 pc Entfernung mit einer Effektivtemperatur von 5385 ± 20 K, einer Masse von $M_* = 0,81 M_\odot$ (Sousa et al., 2006) und einer scheinbaren Helligkeit von 5.95^{mag} . Seine Leuchtkraft beträgt $L_* = 0,60 \pm 0,03 L_\odot$, sein Alter wird auf etwa 4 – 10 Gyr geschätzt. Die Metallizität liegt mit $[\text{Fe}/\text{H}] = -0,05 \pm 0,02$ (Sousa et al., 2006) etwas unter der der Sonne. Im Jahr 2006 wurden um den Stern HD 69830a drei neptunähnliche Planeten gefunden (Lovis et al., 2006). Ihre Eigenschaften sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Bereits 2005 wurde im Spektrum des Sterns ein Exzess entdeckt (Beichman et al., 2005). Abbildung 5.1 zeigt die mit *Spitzer* gemessene spektrale Energieverteilung. Auffällig an den mit *IRS* und *MIPS* gemachten Aufnahmen ist, dass der Exzess auf kurze Wellenlängen beschränkt ist und schon bei $70 \mu\text{m}$ keine dem Sternfluss überlagerte thermische Emission des Staubes beobachtet werden kann. Dies lässt auf thermische Emission von kleinen Teilchen (bis etwa $10 \mu\text{m}$) in einer Entfernung von etwa 1 AU zum Stern schließen.

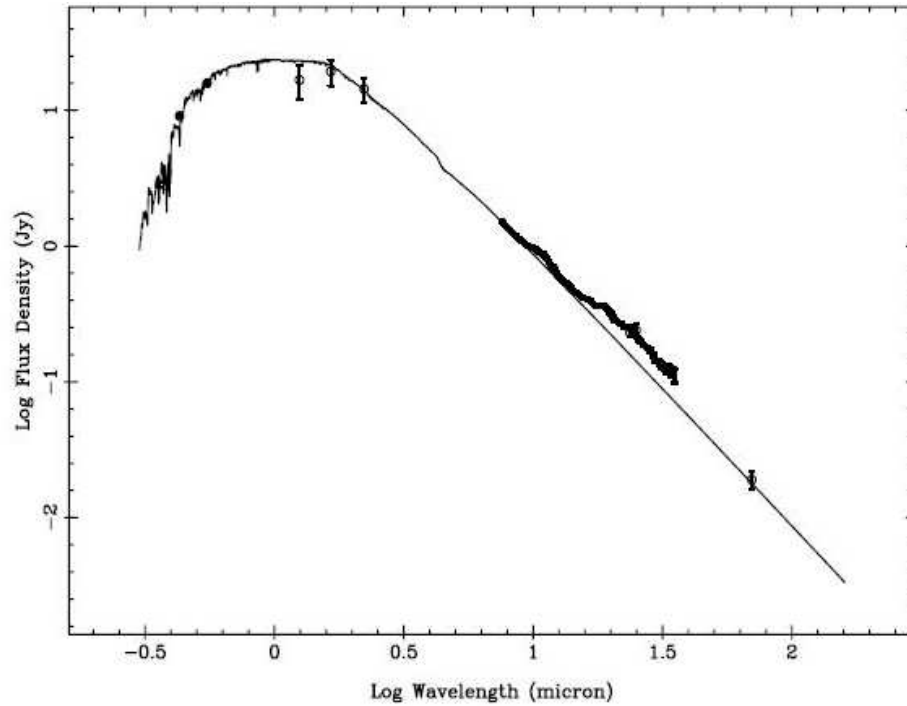


Abbildung 5.1: *IRS*-Spektrum und *MIPS*-Messungen von HD 69830 aus Beichman et al. (2005); bei dem geplotteten Sternspektrum handelt es sich um ein Kurucz Photosphärenmodell

Eigenschaften	HD 69830b	HD 69830c	HD 69830d
Masse [M_{\oplus}]	10,2	11,8	18,1
große Halbachse [AU]	0,0785	0,186	0,63
Exzentrizität	$0,10 \pm 0,04$	$0,13 \pm 0,06$	$0,07 \pm 0,07$
Umlaufperiode [d]	$8,667 \pm 0,003$	$31,56 \pm 0,04$	197 ± 3

Tabelle 5.1: Eigenschaften der Planeten um HD 69830

Unter der Annahme von $0,25 \mu\text{m}$ großen Teilchen passten Beichman et al. (2005) ein berechnetes Spektrum dem beobachteten Spektrum an. In ihrem besten Fit erhielten sie eine Abhängigkeit vom Sternabstand mit $\xi = 0,4$, wobei $r_{\text{max}} < 1 \text{ AU}$ war. Damit konnten sie die Masse des Staubes auf $4,6 \cdot 10^{-9} M_{\oplus}$ abschätzen. Als Gesamtmasse des Rings erhielten sie $3 \cdot 10^{-3} M_{\oplus}$. Dazu wurde das Ergebnis mit $0,25 \mu\text{m}$ großen Teilchen entsprechend einer Teilchenverteilung $\sim s^{-3,5}$ bis 10 km Radius extrapoliert. Diese hohe Menge an heißem Staub so nahe am Stern macht das System von HD 69830 einzigartig unter allen bekannten Zwergsternsystemen mit einem bekannten IR-Exzess.

Als Ursache des Staubes diskutieren Beichman et al. (2005) zwei Möglichkeiten. Die eine Variante ist ein Superkomet mit einem etwa 1 000 km großen Radius und einer Zusammensetzung, die mit der von Hale-Bopp vergleichbar ist, der sich auf einer geringexzentrischen Bahn in 0,5 AU Entfernung um den Stern bewegt. Dabei evaporiert der Komet, wobei allerdings nur kleine Teilchen freigesetzt werden, da größere Teilchen wegen ihrer Eigengravitation auf den Kometen zurück strürzten. Damit wäre direkt das Fehlen von großen Teilchen und der schnelle Abfall

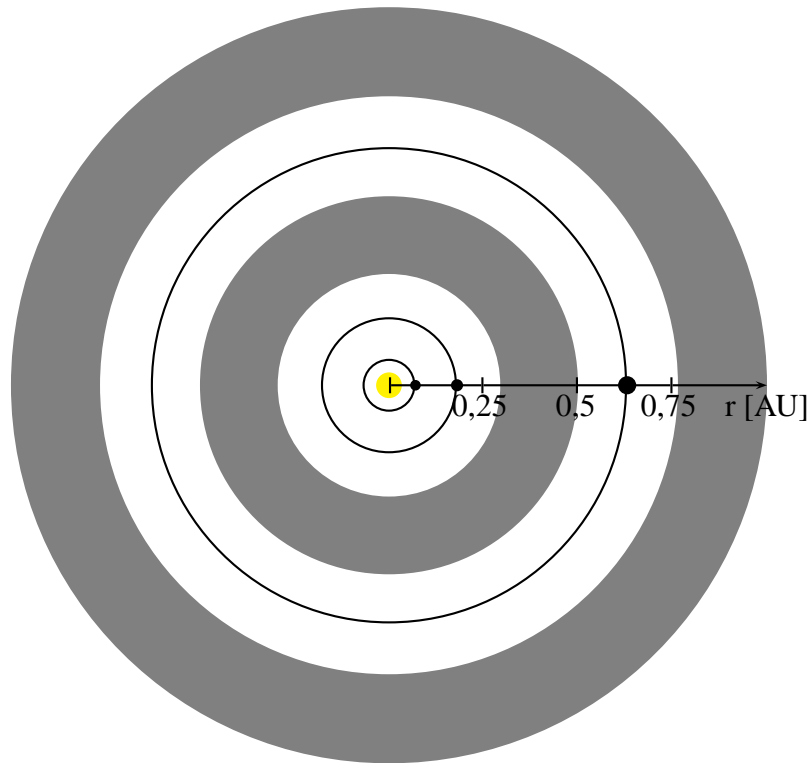


Abbildung 5.2: Grobe Skizze der Stabilitätszonen (grau) im System von HD 69830

in der spektralen Energieverteilung von HD 69830 erklärt. Die Lebensdauer des Superkometen wäre dann durch die Evaporation auf etwa $t_{\text{evap}} = 2$ Myr beschränkt. Alternativ zur Evaporation könnte der Komet auch auseinander gebrochen sein. Der dabei entstandene Schwarm von $10^5 - 10^6$ Bruchstücken von 10 – 25 km Größe würde wiederum durch gegenseitige Kollisionen die hohe Anzahl an kleinen Teilchen produzieren.

Die zweite Möglichkeit ist eine Trümmerscheibe als Überrest des Sternbildungsprozesses. Die Lebensdauer der Staubpartikel ist durch Kollisionen und den Poynting–Robertson–Effekt bestimmt. Für $25 \mu\text{m}$ Teilchengröße ergibt sich $t_{\text{PR}} \approx t_{\text{coll}} \approx (0,5 - 1) \cdot 10^3$ yr. Extrapoliert man den damit erhaltenen Massenverlust, so ergibt sich, dass vor 2 Gyr die Trümmerscheibe eine Masse von $> 10^{-2} M_{\oplus}$ an $25 \mu\text{m}$ -Teilchen gehabt haben muss. Integriert bis zu 100 km großen Teilchen entspricht das mehr als dem 500fachen der Masse des Asteroidengürtels im Sonnensystem.

Bevor allerdings genauere Untersuchungen zur Zusammensetzung und Struktur des Staubes unter Berücksichtigung der gefundenen Planeten durchgeführt wurden, stellten Lovis et al. (2006) Berechnungen zur Stabilität eines Asteroidengürtels um HD 69830 an. Sie fanden, wie in Abbildung 5.2 zu sehen, zwei Stabilitätszonen im Bereich von 0,3 – 0,5 AU und außerhalb von 0,8 AU. Die zweite Zone passt damit sehr gut mit den Überlegungen von Beichman et al. (2005) überein.

Intensivere Untersuchungen zu den Eigenschaften des Staubes von HD 69830 wurden von Lisse et al. (2007) durchgeführt. Dazu verwendeten sie wieder das *Spitzer IRS*-Spektrum im Bereich von 7 – 35 μm . In ihrer besten Anpassung ergab sich ein Slope der Teilchengrößenverteilung

von $\eta = 3,9 \pm 0,2$. Aufgrund der Sensitivität des Messgerätes war die Anpassung auf Teilchen kleiner $10 \mu\text{m}$ beschränkt und wurde dann zur weiteren Untersuchung auf Teilchen bis 10 m übertragen. Der in der Anpassung erhaltene Ring war auf den Bereich $0,93 - 1,16 \text{ AU}$ begrenzt.

Durch die Analyse der Features im Spektrum von HD 69830 konnten Aussagen über die Zusammensetzung gewonnen werden. Danach besteht der Staub zu 80 % aus Mg-reichen Olivinen, davon 25 % amorph, und zu 20 % aus kristallinen Pyroxenen. Eine genaue Auflistung der gefundenen Komponenten ist bei Lisse et al. (2007) zu finden. Hierzu muss allerdings bemerkt werden, dass gerade im Bereich amorpher Materialien die verfügbaren optischen Daten sehr ungenau sind. Der Mangel an Vergleichsdaten verhindert hier beispielsweise den Einfluss der Struktur auf die optischen Eigenschaften zu untersuchen. Doch schon die Unterscheidung zwischen amorphem und kristallinem Material ist schwierig. So werden die bei kleinen, kristallinen Teilchen typischen Strukturen im Spektrum bei wachsender Teilchengröße aufgeweitet und ähneln irgendwann den Strukturen von kleinen, amorphen Teilchen¹. Daher erscheint eine so genaue Untersuchung auf die Zusammensetzung des Staubes um HD 69830 als sehr fragwürdig. Desweiteren dürfte dies für die hier betrachtete Zielsetzung auch überflüssig sein. Bei allen aufgezählten Materialien handelt es sich um Silikate. Es ist also zu erwarten, dass sich die verschiedenen Stoffe in ihrer Kontinuumsstrahlung kaum unterscheiden. Für die eigenen Berechnungen sollen daher lediglich die Daten für Astrosilikat verwendet werden.

5.1.2 Anwendung des *SpecCalc* auf HD 69830

Äußere Stabilitätszone

Wie in Kapitel 4.2 wurden die Input-Parameter, ausgehend von dem in Kapitel 5.1.1 beschriebenen Modell, variiert, um den berechneten Fluss den Beobachtungen anzupassen. Bei diesen handelt es sich zum einen um *IRAS* (12 und $25 \mu\text{m}$)– und *Spitzer-MIPS* ($23,7$ und $70 \mu\text{m}$) – Daten, die Beichman et al. (2005) entnommen wurden. Hierbei wurden die *IRAS*–Flüsse bei 60 und $100 \mu\text{m}$ nicht berücksichtigt, da die beiden Werte unphysikalisch hoch waren. Zum anderen wurden Beobachtungen von *Spitzer-IRAC* bei $10,75$ und $32 \mu\text{m}$ verwendet. Sie stammen von Beichman et al. (2006). Das *IRS*–Spektrum war leider nicht öffentlich zugänglich.

Somit standen nur recht wenige Vergleichsdaten zur Verfügung, die außerdem sehr ungleichmäßig über den hier relevanten Spektralbereich verteilt sind. Dies macht es sehr schwer, einen eindeutigen Verlauf der SED von HD 69830 zu erraten. Die Konsequenz ist, dass die verwendeten Beobachtungsdaten durch eine Vielzahl von Konfigurationen wiedergegeben werden können. Eine Auswahl von drei Sätzen an Parametern ist in Tabelle 5.2 aufgelistet. Die zugehörigen SEDs sind in Abbildung 5.3 dargestellt.

In allen durchgeführten Rechnungen lag der Fluss immer über dem letzten Messwert bei $70 \mu\text{m}$. Es war nicht möglich, Theorie und Beobachtung an dieser Stelle in Übereinstimmung zu bringen. Ähnliches gilt für den *IRAS*–Wert bei $12 \mu\text{m}$. Da allerdings noch bei $10,75 \mu\text{m}$ mit *Spit-*

¹Dieses Verhalten ist bereits in dem spektralen Verlauf von Q_{abs} in Abbildung 4.2 für Astrosilikat zu sehen. Je größer das Teilchen, desto weiter sind die Strukturen zu längeren Wellenlängen hin verschoben und werden immer breiter (die Wellenlängenskala ist logarithmisch, so dass dies nicht so leicht zu sehen ist). Die Kurve für 1 mm verläuft fast parallel zur x–Achse.

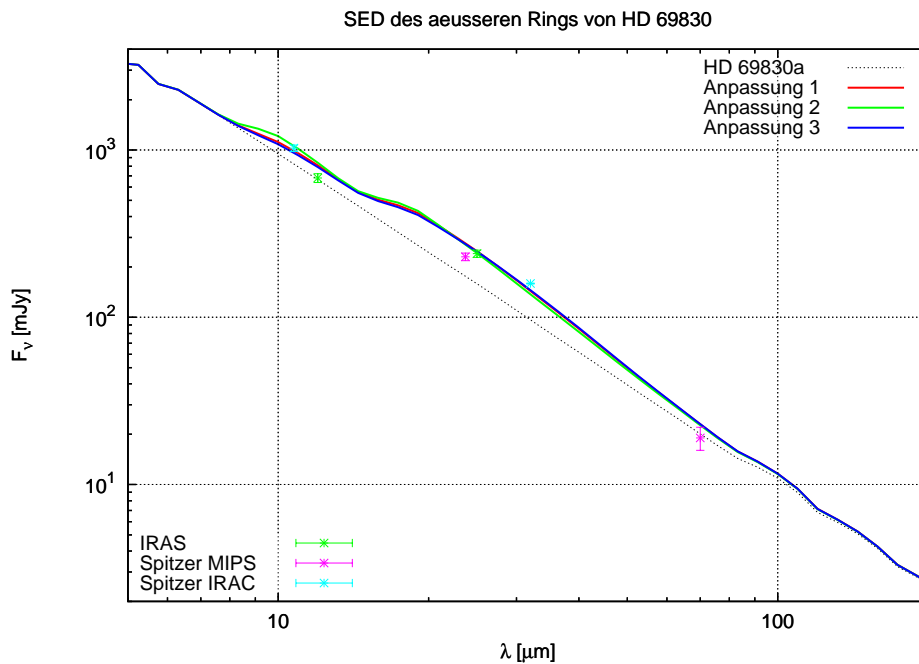


Abbildung 5.3: Berechnete SEDs für HD 69830 für die in Tabelle 5.2 gegebenen Parameter

Parameter	Anpassung 1	Anpassung 2	Anpassung 3
$M_d [M_\oplus]$	$7,0 \cdot 10^{-8}$	$6,0 \cdot 10^{-8}$	$7,0 \cdot 10^{-8}$
$r_{\min} [\text{AU}]$	0,93	0,93	0,93
$r_{\max} [\text{AU}]$	1,00	0,98	1,00
ξ	1,0	1,0	0,4
$s_{\min} [\mu\text{m}]$	0,50	0,10	0,50
$s_{\max} [\mu\text{m}]$	5,00	5,00	5,00
η	3,9	4,1	3,5

Tabelle 5.2: Drei mögliche Sätze an Parametern zur Anpassung an die Beobachtungsdaten von HD 69830, abgeleitet von dem von Lisse et al. (2007) vorgeschlagenen Modell

zer ein sichtbarer Exzess gemessen werden konnte, wird die Beobachtung bei $12 \mu\text{m}$ vernachlässigt.

Die Ergebnisse in Tabelle 5.2 zeigen eine gute Übereinstimmung mit den vorhergehenden Untersuchungen. So zeigt die hier gefundene Teilchengröße-Verteilung, ebenso wie bei Lisse et al. (2007), einen steilen Abfall. Allerdings ist der Wert für η , wie ein Vergleich zwischen der ersten und der letzten Anpassung zeigt, nur sehr grob festgelegt. Desweiteren ist ein nur zu vernachlässigender Einfluss des Parameters ξ auf die SEDs festzustellen. Diese Variabilität ist auf Grund der sehr kleinen Bereiche in der Ringausdehnung und dem Teilchengrößeintervall zu erwarten.

Eine weitere Übereinstimmung mit vorhergehenden Untersuchungen liegt in der mit $5 \mu\text{m}$ sehr kleinen Obergrenze für den Teilchenradius. Dieser Wert wurde auch von Beichman et al. (2005) gefunden. Größere Teilchen dürfen in den durchgeführten Anpassungen nicht vorhanden sein.

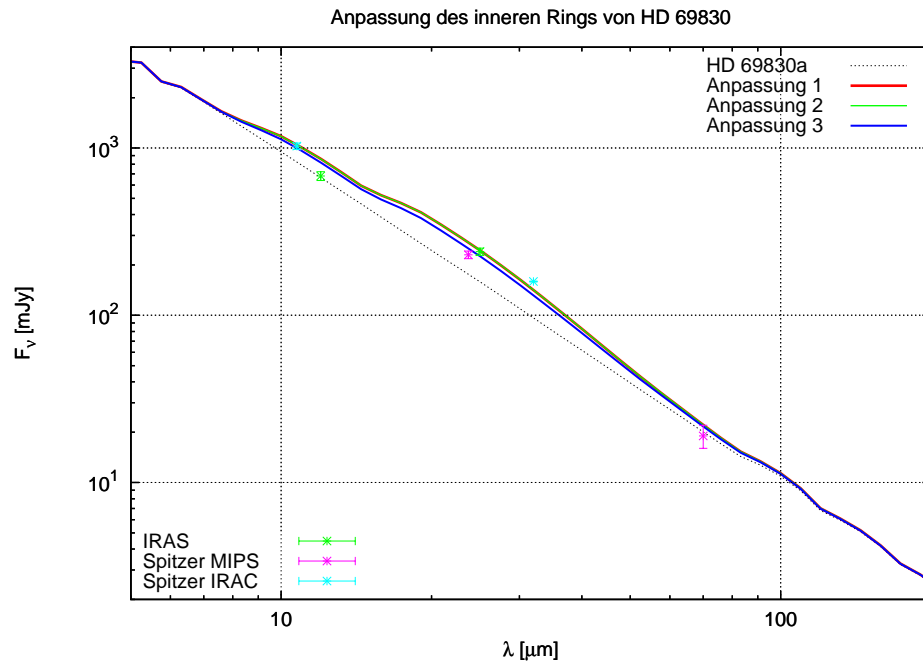


Abbildung 5.4: Berechnete SEDs für HD 69830 für die in Tabelle 5.3 gegebenen Parameter

Schon eine Erweiterung des Teilchengrößeintervalls bis $10 \mu\text{m}$ würde den Fluss bei $70 \mu\text{m}$ weiter erhöhen, was zu einer noch stärkeren Diskrepanz zwischen Theorie und Beobachtung führen würde.

Innere Stabilitätszone

Der Vollständigkeit halber wurden die gleichen Untersuchungen noch einmal für den inneren Stabilitätsbereich unternommen. Hier gilt wiederum, dass auf Grund der eingeschränkten Vergleichsmöglichkeiten, ein großer Spielraum für eine Vielzahl von Variationen zur Berechnung der SED blieb. Eine Auswahl von drei Anpassungen ist in Abbildung 5.4 mit den zugehörigen Parametern in Tabelle 5.3 gezeigt.

Parameter	Anpassung 1	Anpassung 2	Anpassung 3
$M_d [M_\oplus]$	$2,5 \cdot 10^{-8}$	$2,5 \cdot 10^{-8}$	$2,5 \cdot 10^{-8}$
$r_{\min} [\text{AU}]$	0,30	0,35	0,30
$r_{\max} [\text{AU}]$	0,50	0,45	0,50
ξ	0,0	0,0	0,5
$s_{\min} [\mu\text{m}]$	0,50	0,50	0,50
$s_{\max} [\mu\text{m}]$	5,00	5,00	5,00
η	2,7	2,7	3,5

Tabelle 5.3: Drei mögliche Sätze an Parametern zur Anpassung an die Beobachtungsdaten von HD 69830 für einen hypothetischen Ring in der inneren Stabilitätszone

Wie schon in den vorherigen Anpassungen ist auch hier der Teilchengrößebereich stark begrenzt. Auch die Exponenten für die Radial- und Teilchengrößeabhängigkeit zeigen wiederum keinen merklichen Einfluss auf die SEDs. Aufgrund der geringeren Ringfläche ist erwartungsgemäß die Staubmasse etwas niedriger als bei einem Ring in der äußeren Stabilitätszone.

Ein Vergleich mit Abbildung 5.3 zeigt, dass bei Ringen in beiden Stabilitätszonen im mittleren, betrachteten Spektralbereich eine ähnlich gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung erreicht werden konnte. In den Randbereichen hingegen bietet die Annahme eines Rings in der inneren Stabilitätszone eine leicht bessere Anpassung.

Abschließend kann man sagen, dass die theoretischen Stabilitätsuntersuchungen durch die Beobachtungen gestützt oder zumindest nicht widerlegt werden. Allein aus der Untersuchung der SED von HD 69830 lässt sich jedoch kaum sagen, welche der beiden Stabilitätszonen tatsächlich der Aufenthaltsort des Staubes in dem System ist. Um wirklich Klarheit darüber zu erlangen, wäre es notwendig das System aufgelöst zu beobachten. Aufgrund der geringen Ausdehnung des Systems sind dabei allerdings Abstände von 0,1 bis 0,2 AU aufzulösen, was einer Winkelauflösung von 0,008'' bis 0,015'' entspricht. Dies ist selbst mit den zukünftigen Missionen *Herschel* oder *Sofia* nicht zu erreichen.

Kapitel 6

Ungewöhnliche Systeme

A man may imagine things that are false, but he can only understand things that are true, for if the things be false, the apprehension of them is not understanding.

ISAAC NEWTON

6.1 Objekte ID 8 und ID 9 aus dem Cluster NGC 2547

Im Zuge des *Spitzer GTO survey* wurden unter anderem auch einige Objekte des Clusters NGC 2547 beobachtet. Bei den Objekten ID8 und ID 9 (Gorlova et al., 2007) wurde dabei ein für das geschätzte Alter des Sternhaufens erstaunlich starker Exzess festgestellt, wie er für klassische T Tauri-Sterne typisch wäre. Dieser tritt bereits bei sehr kurzen Wellenlängen auf. Um diesen Unklarheiten entgegen zu treten, wurde von Rieke et al. ein Antrag auf Nachbeobachtung mit dem *Spitzer IRS* gestellt. Im Folgenden soll untersucht werden, ob nicht doch eine Trümmerscheibe als Ursache für den beobachteten Exzess in Frage kommen kann und wenn ja, welche Eigenschaften die Scheibe haben müsste. Dazu wurden die in dem Antrag präsentierten Daten verwendet.

6.1.1 Beschreibung von NGC 2547

Der Cluster NGC 2547 befindet sich in einer Entfernung von 450 ± 45 pc (Clariá, 1982). Das Alter dieses jungen, offenen Sternhaufens, zu dem 182 Mitgliedskandidaten (Young et al., 2004) gehören, wird auf 25 – 35 Myr geschätzt. Damit haben die Mitglieder des Sternhaufens die T Tauri-Phase bereits hinter sich. Die beiden hier behandelten Objekte ID 8 (5 780 K) und ID 9 (4 250 K) sind sonnenähnliche Sterne; bei ID 8 handelt es sich um einen G-Stern, bei ID 9 wahrscheinlich um einen Teil eines Doppelsternsystems aus zwei späten K-Zwergen mit etwa gleicher Masse (Gorlova et al., 2007). Für ID 9 wird eine untypisch hohe Rotationsgeschwindigkeit von $v \sin i > 20$ km/s erwartet. Ihre Leuchtkräfte ergeben sich durch Anpassung des Sternspektrums an Spektraldaten. Tabelle 6.1 zeigt die Ergebnisse. Aus den Leuchtkräften lassen sich dann die jeweiligen Blow-out-Radien s_{blow} berechnen, ab denen die Teilchen aufgrund des Strahlungsdruckes aus dem System getragen werden. Sie betragen 0,5 und 0,3 μm .

Objekt	$L_*[L_\odot]$
ID 8	1,2
ID 9	0,6

Tabelle 6.1: Leuchtkräfte der beiden Objekte ID8 und ID 9 des offenen Sternhaufens NGC 2547

Informationen zur Metallizität und Oberflächengravitation der Sterne waren nicht zu finden.

Zur Erklärung der unerwartet hohen Exzesse der beiden Objekte führen Gorlova et al. (2007) drei Möglichkeiten an. Die erste wäre, dass sich beide Systeme in der Übergangsphase von protoplanetaren Scheiben zu Trümmerscheiben befinden. Dafür sprechen die Farbmessungen, die auf klassische T Tauri-Sterne hinweisen. Dem widerspricht allerdings das Fehlen eines starken Exzesses im nahen Infrarot, sowie die fehlende Emission in H δ - und Ca II Triplet-Linien, die ein Anzeichen für Akkretion von Gas wären. Als zweite Möglichkeit sehen sie eine Kollision zwischen zwei Körpern von der Größe von Planeten, ähnlich zu dem Ereignis, welches zur Bildung des Erde-Mond-Systems verantwortlich war. Die letzte Erklärungsmöglichkeit besteht darin, dass es sich bei den beiden Objekten nicht um Mitglieder des Sternhaufens handelt, sondern um Nach-Hauptreihensterne im Hintergrund, die einen Massenverlust erleiden. Auch wenn die Analyse der Spektren auf eine Mitgliedschaft hindeutet, konnte diese Möglichkeit nicht ausgeschlossen werden.

Im Folgenden sollen die Eigenschaften der beiden Systeme durch die Berechnung ihrer SEDs untersucht werden.

6.1.2 Anwendung des *SpecCalc* auf ID 8 und ID 9

Wie in den vorherigen Kapiteln wurden auch hier die Input-Parameter variiert, um die berechneten SEDs den Beobachtungen anzupassen. Hierbei bestand allerdings ähnlich wie bei HD 69830 das Problem, dass nur sehr wenige Messdaten zur Verfügung standen. Da der letzte Wert bei $24\ \mu\text{m}$ gegeben war, lässt sich der Abfall der Kurve nicht bestimmen, was einen großen Spielraum für die Variationen lässt. Besonders die Wahl der oberen Grenzen der Teilchengröße und der äußeren Ringbegrenzung blieben dadurch sehr unsicher.

ID 8

Beginnend mit ID 8 soll der Einfachheit halber zuerst ein einzelner Ring als Ursache für den Exzess angenommen werden. Das Ergebnis der Anpassung ist in Abbildung 6.1 zu sehen. Die zugehörigen Parameter zeigt Tabelle 6.2. Zur Verdeutlichung der Unsicherheiten besonders in den oberen Grenzen s_{max} und r_{max} wurden ausgehend von der ersten Anpassung zu jedem der beiden Parameter je eine weitere Anpassung nach Veränderung des Parameters durchgeführt. Die SEDs sind ebenfalls in Abbildung 6.1 dargestellt.

Die gute Übereinstimmung mit den Beobachtungsdaten zeigt, dass die einfache Geometrie eines einzelnen Rings ausreicht, um den Exzess zu erklären. Der genaue Aufbau der Scheibe hingegen

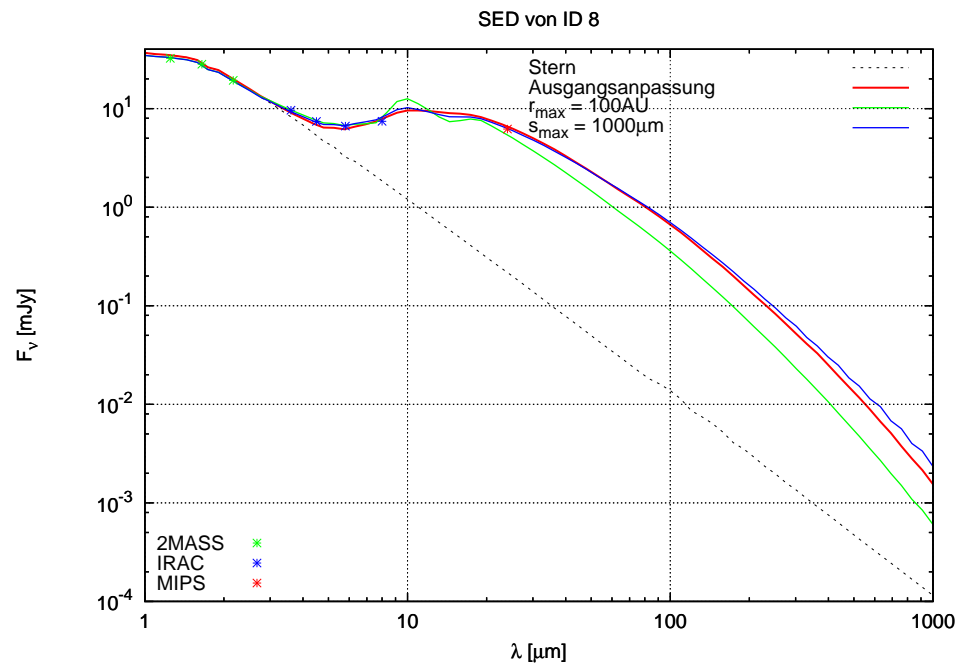


Abbildung 6.1: Angepasste SED für NGC 2547 ID 8

Parameter	Ausgangsanpassung	Variation von s_{max}	Variation von r_{max}
$M_d[M_{\oplus}]$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$
$r_{min}[AU]$	0,5	0,5	0,5
$r_{max}[AU]$	40,0	40,0	100,0
ξ	2,6	1,8	1,97
$s_{min}[\mu m]$	0,1	0,5	0,1
$s_{max}[\mu m]$	400,0	1000,0	400,0
η	2,9	3,17	3,41
Astrosilikat [%]	50	50	70

Tabelle 6.2: Parameter der besten Anpassungen der SEDs von ID 8 an die Beobachtungsdaten

lässt sich nur grob eingrenzen. Die gewählte innere Ringgrenze von $r_{min} = 0,5$ AU stellt in etwa die untere Grenze dessen dar, was möglich ist. Eine weitere Verschiebung nach innen würde den Anteil an heißem Staub zu sehr anheben und die Flüsse bei kurzen Wellenlängen dadurch übermäßig erhöhen.

Die Variationen zeigen, dass der Wert $s_{min} = 0,1 \mu m$ eine obere Grenze darstellt. Bei Erhöhung dieses Parameters fällt der Fluss bei kurzen Wellenlängen zu stark ab und die Beobachtungen können nicht wiedergegeben werden. Physikalisch gesehen handelt es sich dabei auch um eine untere Grenze, sollten kleinere Teilchen doch auf Grund des Strahlungsdrucks aus dem System getragen werden. Selbst der hier gefundene Wert scheint in diesem Zusammenhang noch etwas zu klein zu sein. An dieser Stelle muss allerdings bemerkt werden, dass die Leuchtkraft des Sterns nur sehr ungenau festgelegt ist, da ja lediglich die Entfernung zu dem Sternhaufen, nicht aber zu dem Stern selber bekannt ist. Diese Unsicherheit überträgt sich direkt auf den Blow-Out-Radius.

Die Unterschiede in den Exponenten ξ und η , sowie in der Staubmasse M_d sind Konsequenzen der Veränderung der äußeren Grenzen r_{\max} und s_{\max} . So ist beispielsweise klar, dass bei einer Erweiterung des Intervalls der Teilchengröße nach oben die Gesamtmasse zunimmt und gleichzeitig auch der Exponent η steigt, um den relativen Anteil an kleineren Teilchen, die die Strahlung im betrachteten Wellenlängenbereich hauptsächlich verursachen, konstant zu halten.

Im Gegensatz zu allen vorherigen Untersuchungen musste hier neben dem Astrosilikat auch noch Kohlenstoff berücksichtigt werden. Ohne diesen wäre es nicht möglich gewesen, die hohen Exzesse bei kurzen Wellenlängen wiederzugeben. Dies ist umso erstaunlicher als die benötigten Kohlenstoffanteile am Staub sehr hoch sind. Untersuchungen des Staubes der Zodiakalwolke und anderer zirkumstellarer Scheiben mit Hilfe hochaufgelöster Spektren weisen eher auf eine hauptsächlich silikatische Zusammensetzung des Staubes in Trümmerscheiben hin.

Nun sollen die Ergebnisse noch bzgl. ihrer Plausibilität diskutiert werden, wobei lediglich das Ausgangsmodell berücksichtigt wird. Die äußere Grenze des Rings ist vergleichbar mit der äußeren Grenze des Kuipergürtels. Da es sich bei NGC 2547 ID 8 um einen sonnenähnlichen Stern handelt, scheint dies ein vernünftiges Ergebnis zu sein. Die innere Grenze hingegen ist, verglichen mit der inneren Grenze der Zodiakalwolke, recht groß, selbst wenn berücksichtigt wird, dass ID 8 etwas leuchtstärker ist als die Sonne. Auch der Exponent ξ besitzt einen unerwartet hohen Wert von 2,9. Physikalisch lässt sich dieser kaum erklären.

Die Grenzen der Teilchengröße sind noch fragwürdiger. So liegt der Wert für s_{\min} etwas unterhalb der Blow-out-Grenze. Die Interpretation von s_{\max} ist schwierig. Zwar scheint es wenig plausibel, warum die Teilchen auf Größen unter $400 \mu\text{m}$ begrenzt sein sollten, doch zeigt die Variation dieses Parameters, dass auch Anpassungen mit einem größeren Wert möglich sind. Der Exponent der Teilchengröße-Verteilung gibt Anlass zu der Vermutung, dass die Dynamik der Scheibe nicht hauptsächlich durch Kollisionen bestimmt ist, da der Wert unter 3,5 liegt.

Dieser Annahme widerspricht allerdings der Wert der optischen Dicke. Der radiale Verlauf ist in Abbildung 6.3 gezeigt. Über einen weiten Bereich liegt dieser für alle gezeigten Anpassungen oberhalb der von Krivov et al. (2000) angegebenen Grenze zwischen kollisions- und PR-dominierten Systemen um sonnenähnliche Sterne. Außerdem macht dies gleich auf ein weiteres Problem aufmerksam. Die optische Dicke ist sehr hoch, in der Nähe des Sterns sogar $\tau > 10^{-2}$, einer absoluten Obergrenze für Trümmerscheiben. Der betrachtete Fall befindet sich gerade noch an der Grenze zu einer optisch dünnen Scheibe. Es stellt sich also die Frage, in wieweit die Grundlage zur Anwendung des *SpecCalc* in den inneren Regionen der Scheibe noch gegeben ist, oder ob hier nicht weitere Mechanismen wie Strahlungstransport berücksichtigt werden müssten.

Zusammenfassend ist also festzuhalten, dass als Ursache für den von Gorlova et al. (2007) beobachteten Exzess zwar eine zirkumstellare Trümmerscheibe in Frage kommen kann, diese Erklärung allerdings wegen der sehr hohen optischen Dicken, sowie des ungewöhnlich steilen radialen Profils der Oberflächenzahldichte und des hohen Anteils an Kohlenstoff recht unwahrscheinlich erscheint. Es fällt eher die Ähnlichkeit zu einer protoplanetaren Scheibe im Falle eines Class III-Objektes auf. Gemäß der Altersabschätzungen des Sternhaufens aber müsste NGC 2547 ID 8 diese Phase bereits hinter sich haben. Es wäre also durch zukünftige Untersuchungen zu klären, inwieweit diese Abschätzungen fehlerhaft sind. Dabei kommen zwei Ursachen in Frage. Die erste und unwahrscheinlichere wäre, dass bei der Altersbestimmung des

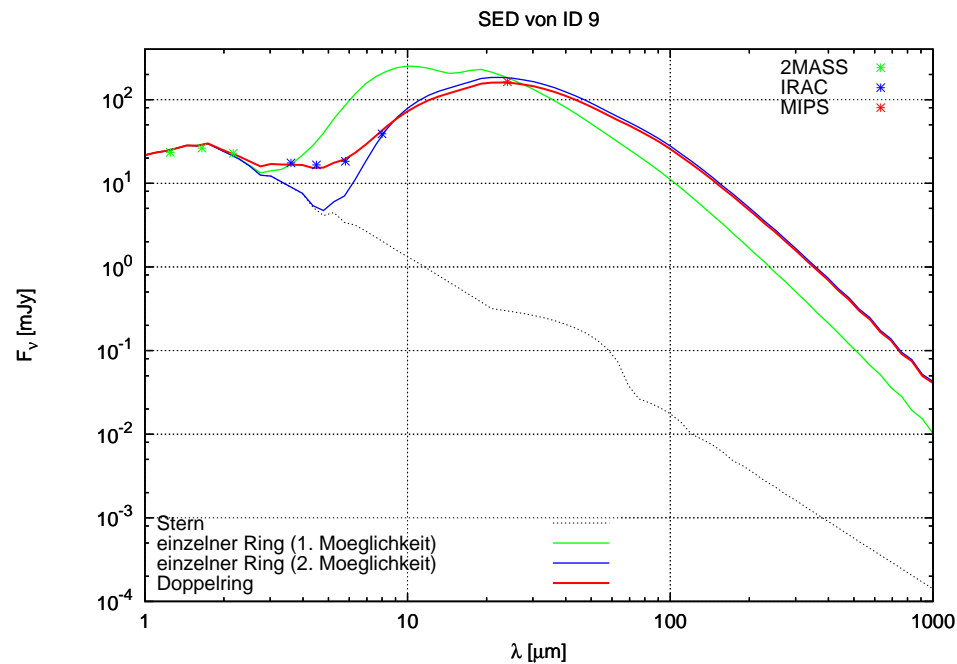


Abbildung 6.2: Angepasste SED für NGC 2547 ID 9

Sternhaufens ein Fehler unterlaufen ist. Die andere Ursache läge in einer irrtümlichen Zuordnung von ID 8 zu NGC 2547. Letzteres würde in die gleiche Richtung abzielen wie der letzte Erklärungsversuch von Gorlova et al. (2007).

Desweiteren soll noch auf die Möglichkeit eines Hintergrundobjekts hingewiesen werden, welches in der Aufnahme nicht aufgelöst werden konnte. Ob dies tatsächlich der Fall ist lässt sich jedoch nur durch eine Nachbeobachtung mit einer besseren räumlichen Auflösung klären.

ID 9

Genau wie bei ID 8 soll nun auch bei ID 9 zuerst versucht werden, die Beobachtungen unter der Annahme eines einfachen Ringes zu erklären. Abbildung 6.2 zeigt das Ergebnis. Im Unterschied zum vorherigen Objekt lässt eine einfache Geometrie keine Übereinstimmung zu. Entweder treffen die berechneten SEDs den letzten *IRAC*-Wert und den *MIPS*-Wert oder den ersten *IRAC*-Wert und den *MIPS*-Wert. Der durch die Beobachtungsdaten gezeigte Verlauf des Spektrums lässt sich nicht reproduzieren.

Daher wurde die Annahme eines einzelnen Ringes fallen gelassen und die am nächsten liegende Geometrie eines Doppelrings in Betracht gezogen. Wie Abbildung 6.2 zeigt, lässt sich durch diese Annahme eine gute Übereinstimmung mit den Beobachtungspunkten erzielen. Die zugehörigen Parameter sind in Tabelle 6.3 aufgelistet. Die 0 % Astrosilikat bedeuten, dass der innere Ring im Modell komplett aus Kohlenstoffteilchen besteht.

Wie schon zuvor bei ID 8 fallen in Tabelle 6.3 wieder die hohen Anteile an Kohlenstoff, die steilen radialen Verläufe, aber vor allem die sehr hohen Massen auf. Die damit verbundenen

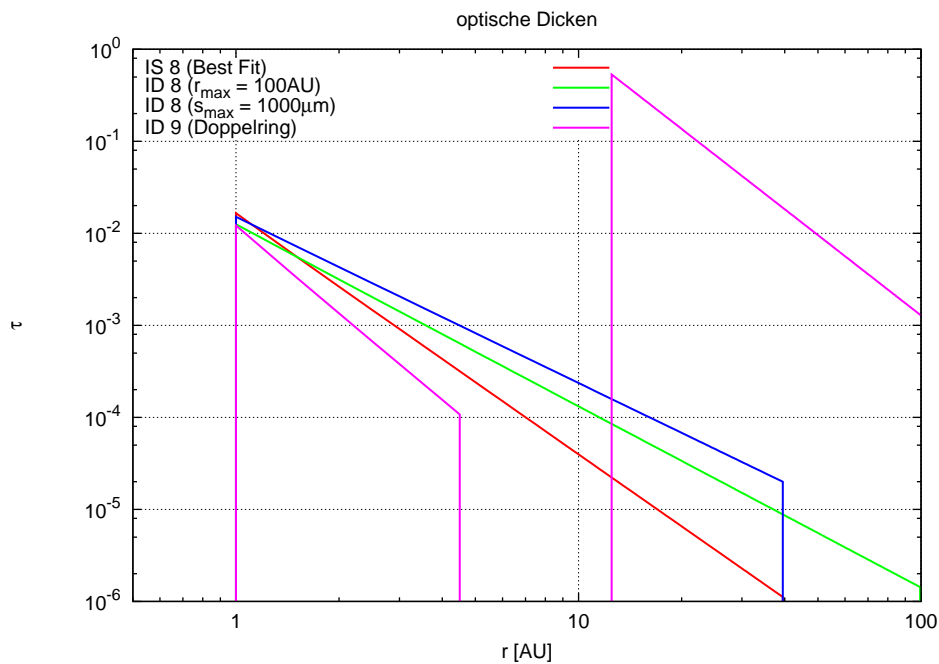


Abbildung 6.3: Radiale Verläufe der optischen Dicke für die Anpassungen von ID 8 und ID 9

optischen Dicken sind in Abbildung 6.3 zu sehen. Für den inneren Ring gilt etwa das gleiche, was auch schon zu ID 8 gesagt wurde. Die Werte sind sehr hoch, so dass man nicht mehr von einer optisch dünnen Trümmerscheibe ausgehen kann. Noch drastischer ist die Situation im äußeren Ring. Die optische Dicke erreicht hier Werte knapp unterhalb von eins. Dies würde bedeuten, dass nahezu die gesamte Fläche des Rings mit Staub ausgefüllt ist. Zum einen ist solch ein Fall mit dem *SpecCalc* nicht angemessen zu beschreiben, zum anderen ist es auch nur schwer vorstellbar, dass sich solch eine hohe Staubkonzentration um einen Stern vom Alter von ID 9 befindet.

Parameter	innerer Ring	äußerer Ring
$M_d [M_\oplus]$	$5,0 \cdot 10^{-6}$	$4,0 \cdot 10^{-2}$
$r_{\min} [\text{AU}]$	0,5	12,0
$r_{\max} [\text{AU}]$	5,0	400,0
ξ	3,1	2,9
$s_{\min} [\mu\text{m}]$	0,1	0,1
$s_{\max} [\mu\text{m}]$	600,0	700,0
η	4,1	3,9
Astrosilikat [%]	0	50

Tabelle 6.3: Parameter der besten Anpassung der SEDs von ID 9 an die Beobachtungsdaten unter der Annahme eines Doppelrings

In die gleiche Richtung zielt auch die Interpretation der fractional Luminosity, die mit $L_{\text{disk}}/L_* = 0,5$ angegeben war. Dies würde bedeuten, dass die Scheibe die Hälfte der Sternstrahlung absorbieren und danach wieder reemittieren würde. Schon allein geometrisch ist dies

bei der Annahme einer Staubverteilung in Form einer Scheibe nicht möglich. Es müsste sich also mindestens um ein Class II–System handeln. Dies würde einen Fehler in der Altersbestimmung von NGC 2547 ID 9 von 20 – 30 Myr bedeuten. Um dies zu klären sind weitere Untersuchungen des Objekts von Nöten.

Wie schon bei ID 8 besteht auch hier die Möglichkeit, nicht zirkumstellaren Staub sondern ein unaufgelöstes Hintergrundobjekt beobachtet zu haben. Da sich in diesem Fall die Altersbestimmung des Objekts und der beobachtete Exzess noch deutlicher widersprechen, erscheint diese Erklärung als recht wahrscheinlich. Um sie allerdings belegen zu können, ist eine Nachbeobachtung von NGC 2547 ID 9 mit einer höheren räumlichen Auflösung notwendig.

Abschließend ist zu sagen, dass, wenn die Altersbestimmung und die Zugehörigkeit von ID 8 und ID 9 zu dem offenen Sternhaufen NGC 2547 tatsächlich zutreffen, es sich zumindest bei ID 9, wo eine optisch dünne Trümmerscheibe ausgeschlossen werden kann, um das älteste bekannte Objekt handelt, dessen zirkumstellare Scheibe sich im Übergang von einer protoplanetaren Scheibe zu einer Trümmerscheibe befindet.

6.2 Vega

Lange Zeit wurde das Spektrum von Vega als Standardspektrum zur photometrischen Kalibration benutzt. Ironischerweise – aber wohl gerade aus diesem Grund – war es wie schon in Kapitel 1 erwähnt, der Stern Vega, bei dem eine zirkumstellare Trümmerscheibe aufgrund seines Exzesses im IR–Bereich entdeckt wurde. Doch neben dieser Entdeckung hat das System noch weitere Besonderheiten aufzuweisen, die es stark von einem normalen System unterscheiden.

Im Unterschied zu den vorherigen Anwendungen wird hier etwas anders vorgegangen. Nach der Vorstellung der Systemeigenschaften, wird in Kapitel 6.2.2 eine Struktur der Vegascheibe, wie sie aus der Auswertung von räumlich aufgelösten Beobachtungen gewonnen wurde, überprüft, indem die zugehörige SED berechnet und mit entsprechenden Daten verglichen wird. Im Anschluss wird in Kapitel 6.2.3 für die Ergebnisse eines theoretischen, dynamischen Modells die SED berechnet und dann ebenfalls mit den Beobachtungen verglichen.

6.2.1 Beschreibung von Vega

Bei Vega (α Lyr, HD 172167, HR 7001, HIP 91262) handelt es sich um einen A0V–Stern in 7,76 pc Entfernung mit einem Alter von 386 ± 16 Myr (Peterson et al., 2006). Bei einer Effektivtemperatur von etwa 9800 K und einer Leuchtkraft von ungefähr $60 L_{\odot}$ besitzt Vega eine scheinbare Helligkeit von $0,03^{\text{mag}}$ und ist damit der zweithellste Stern am Nordhimmel. Die Metallizität liegt mit einem Wert von $-0,60 \pm 0,14$ (Adelman, 2004) unter der der Sonne.

Im Gegensatz zu allen bis dahin geltenden Annahmen stellten Peterson et al. (2006) fest, dass Vega ein sehr schnell rotierender Stern ist. Am Äquator besitzt er eine Rotationsgeschwindigkeit von 274 ± 14 km/s. Die Rotationsachse zeigt etwa in unsere Richtung; das System wird also in der Draufsicht beobachtet. Als Konsequenz der ungewöhnlich schnellen Rotation ist der Stern stark abgeflacht. So beträgt sein Radius am Äquator $2,873 \pm 0,026 R_{\odot}$, wohingegen er

sich an den Polen lediglich auf $2,306 \pm 0,031 R_{\odot}$ beläuft. Auch die Oberflächengravitation ist von diesem Effekt betroffen. Sie reicht von $\log g(\text{cm}^2/\text{s}^2) = 3,589 \pm 0,056$ am Äquator bis zu $4,074 \pm 0,012$ an den Polen.

Nach der Entdeckung der Trümmerscheibe durch Aumann et al. (1984) war Vega das Ziel vieler weiterer Forschungen, sowohl theoretischer als auch beobachtender Natur. In deren Folge wurde das Modell des Vega-Systems mehrfach revidiert und erweitert. Vor allem die Möglichkeit einer aufgelösten Abbildung des Systems brachte neue Erkenntnisse. So konnte beispielsweise gezeigt werden, dass wegen der axialen Symmetrie in den Aufnahmen (Heinrichsen et al., 1998) die Trümmerscheibe in der Draufsicht beobachtet wird. Die Entdeckung von klumpigen Strukturen in einigen Spektralbereichen (Koerner et al., 2001; Wilner et al., 2002) eröffnete die Diskussion über einen noch unentdeckten Planeten, der den Staub in Resonanzen einfängt. Die größte Errungenschaft der aufgelösten Beobachtung allerdings ist wohl, dass das damit erhaltene radiale Profil der Oberflächenhelligkeit wesentlich genauere Informationen über den radialen Aufbau der Scheibe bei den verschiedenen Wellenlängen und damit in den verschiedenen Teilchengrößebereichen liefert (Su et al., 2005).

Neuere interferometrische Untersuchungen haben ergeben, dass in der SED von Vega bereits im sehr nahen Infrarot (K-Band, $1,94 - 2,34 \mu\text{m}$) ein Exzess zu finden ist. Absil et al. (2006) schließen dadurch auf einen inneren Ring innerhalb von 1 AU mit einer geschätzten Masse von $8 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$. Von $0.17 - 0.3$ AU soll die Dichte nach außen hin sehr steil, mit einem Exponenten $\xi \leq 4$, abnehmen. Bei dem Staub handele es sich danach um hochrefraktive Teilchen, die dank ihrer geringen Größe von unter $1 \mu\text{m}$ auf bis zu 1700 K erhitzt werden. Als Ursache für das Auftreten dieses Rings wird ein dynamisches Ereignis vermutet, das mit dem Late Heavy Bombardment im Sonnensystem vergleichbar wäre. Dieser innere Ring soll nicht Bestandteil der folgenden Untersuchungen sein.

6.2.2 Struktur des Systems von Vega nach Su et al. (2005)

Das Ausgangsmodell

Mit *Spitzer* war es erstmals möglich, das Vegasystem im mittleren Infrarot aufgelöst zu beobachten. Aus den so erhaltenen radialen Profilen der Oberflächenhelligkeit leiteten Su et al. (2005) Aussagen über die Struktur der Scheibe unter verschiedenen Annahmen ab. Die zwei Parametersätze, die unter Berücksichtigung einer Teilchengrößevertelung gewonnen wurden, sind in Tabelle 6.4 aufgelistet. Die restlichen 30 % des Staubmaterials in Anpassung 2 bestehen aus Kohlenstoff. Die aus diesen Daten berechneten SEDs sind in Abbildung 6.4 dargestellt.

Zum Vergleich sind die Messpunkte von *IRAS* (Walker & Wolstencroft, 1988), *KAO* (Harper et al., 1984), *ISO ISOPHOT* (Heinrichsen et al., 1998) und von *Spitzer MIPS* (Su et al., 2005) mit abgebildet. Es zeigt sich schon eine recht gute Übereinstimmung zwischen den theoretischen Flüssen und der Beobachtung im nahen Infrarot. Nur der Einbruch bei 193 und $200 \mu\text{m}$ kann nicht wiedergegeben werden. Desweiteren liegen beide Kurven unterhalb der Messwerte bei großen Wellenlängen. Letzteres war zu erwarten, da nur ein sehr kleines Teilchengrößeintervall verwendet wurde und große Teilchen, die bei hohen Wellenlängen hauptsächlich die Flüsse bestimmen, nicht vorhanden sind.

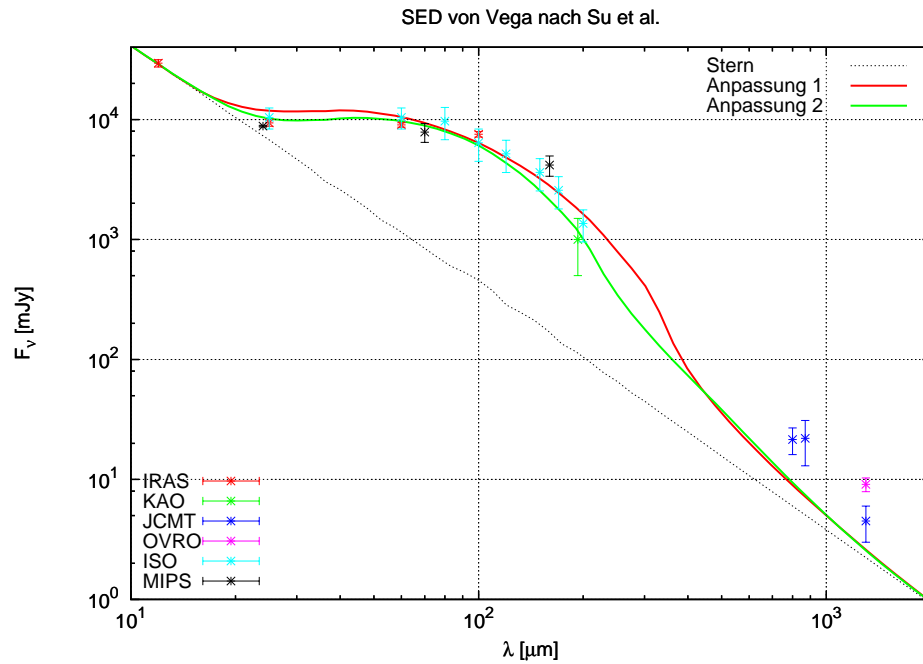


Abbildung 6.4: SED von Vega für Astrosilikatstaub und Staub aus einer Mischung von Astrosilikat und Kohlenstoff

Parameter	Anpassung 1	Anpassung 2
$M_d[M_\oplus]$	$2,8 \cdot 10^{-3}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$
$r_{\min}[\text{AU}]$	86	86
$r_{\max}[\text{AU}]$	1 000	1 000
ξ	1,0	1,0
$s_{\min}[\mu\text{m}]$	1,0	3,2
$s_{\max}[\mu\text{m}]$	46,0	29,0
η	3,5	3,5
Astrosilikat [%]	100	70

Tabelle 6.4: Parameter von Vega nach Su et al. (2005)

Des Weiteren zeigt sich an dieser Stelle ein Problem physikalischer Natur. Eigentlich sollten Teilchen unterhalb des Blow-out-Radius nur in vernachlässigbaren Mengen vorkommen. Für Vega liegt der Wert bei etwa $7 - 10 \mu\text{m}$. Damit wären in den beiden Anpassungen von Su et al. (2005) die kleinen Teilchen unterhalb dieser Grenze stark überrepräsentiert. Außerdem scheint es unverständlich, weshalb lediglich Teilchen bis $29 \mu\text{m}$ bzw. $45 \mu\text{m}$ vorhanden sein sollten. Egal ob bei der Entstehung von Staub beispielsweise durch Kollisionen oder durch Sublimation von Kometen so wird doch immer auch das Auftreten größerer Partikel erwartet.

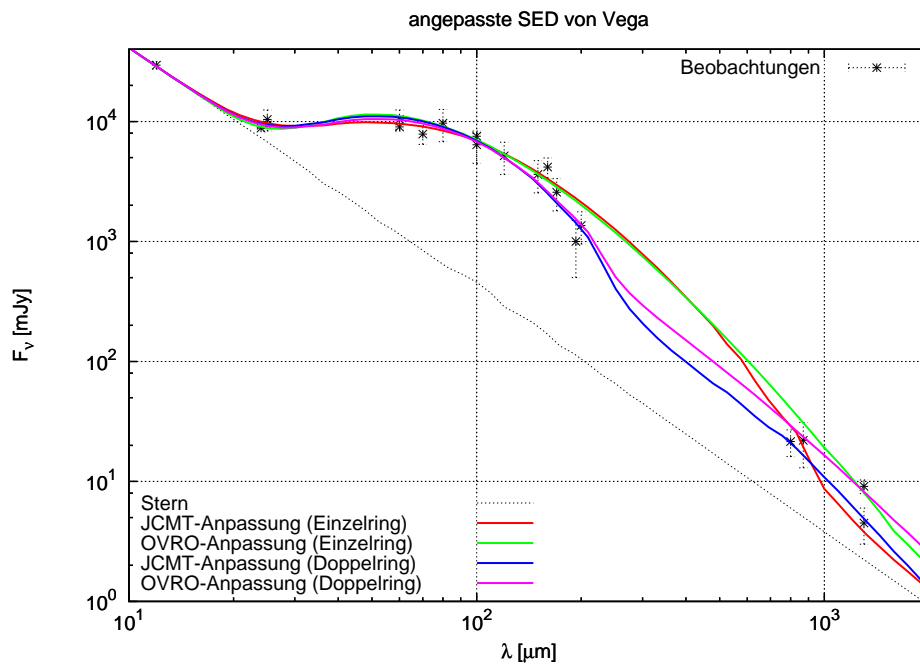


Abbildung 6.5: Beste Anpassungen an die Messwerte von Vega

Parameter	OVRO-Anpassung	JCMT-Anpassung
$M_d [M_\oplus]$	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$
$r_{\min} [\text{AU}]$	86	86
$r_{\max} [\text{AU}]$	1 000	1 000
ξ	1,5	1,2
$s_{\min} [\mu\text{m}]$	3,5	3,5
$s_{\max} [\mu\text{m}]$	450,0	120,0
η	3,9	3,6
Astrosilikat [%]	70	70

Tabelle 6.5: Parameter der Scheibe von Vega unter Berücksichtigung der Beobachtungen bei langen Wellenlängen

Erweiterung des Ausgangsmodells

Dies als Ausgangspunkt nehmend, wurden die einzelnen Parameter so weit verändert, bis der berechnete Fluss auch mit den Messpunkten bei großen Wellenlängen übereinstimmte. Bei der Anpassung der Parameter an die Beobachtungen trat noch eine Schwierigkeit auf. Diese bestand darin, dass sich die unterschiedlichen Messwerte bei $1300 \mu\text{m}$ widersprechen. Die mit OVRO (Koerner et al., 2001) erhaltenen Daten sind etwa doppelt so hoch, wie die Daten von JCMT FWHP (Zuckerman & Becklin, 1993). Daher wurden zwei Anpassungen für die beiden Datensätze gemacht, die in Abbildung 6.5 zu sehen sind. Die Ringgrenzen wurden dabei nicht verändert. Tabelle 6.5 zeigt die gewonnenen Parameter.

Unabhängig davon, welche der beiden Anpassungen gewählt wird, so zeigt doch Abbildung 6.5

Parameter	OVRO-Anpassung		JCMT-Anpassung	
	innerer Ring	äußerer Ring	innerer Ring	äußerer Ring
$M_d[M_\oplus]$	$0,8 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$
$r_{\min}[\text{AU}]$	86	500	86	500
$r_{\max}[\text{AU}]$	250	1000	350	1000
ξ	1,0	1,0	1,0	1,0
$s_{\min}[\mu\text{m}]$	3,2	35,0	3,2	100,0
$s_{\max}[\mu\text{m}]$	30,0	2000,0	30,0	350,0
η	3,1	3,3	3,3	3,9
Astrosilikat [%]	90	70	90	100

Tabelle 6.6: Parameter der Scheibe von Vega unter der Annahme eines Doppelrings

deutlich, dass die Beobachtungswerte bei 193 und 200 μm durch dieses Modell immer noch nicht erklärt werden können. Aus diesem Grund wurde die Annahme eines einzelnen Rings fallen gelassen und zu einem Doppelringsystem übergegangen. Der innere Ring soll dann für die Flüsse bei den kurzen Wellenlängen verantwortlich sein und bei 193 und 200 μm den beobachteten Abfall hervorrufen. Der äußere Ring wird als Quelle der Strahlung im langen Wellenlängenbereich verwendet. Die entsprechenden Anpassungen sind in Tabelle 6.6 aufgelistet. Die SEDs sind ebenfalls in Abbildung 6.5 beigelegt.

Die in diesem Kapitel durchgeführten Erweiterungen des Ausgangsmodells von Su et al. (2005) zeigen, dass eine Übereinstimmung mit den Beobachtungen möglich ist unter der Berücksichtigung eines wesentlich größeren Teilchengrößebereichs. Allerdings bleibt auch hier das Problem, dass zu viele Teilchen unterhalb der Blow-out-Grenze benötigt werden, um die Exzesse bei kurzen Wellenlängen zu erklären.

Insgesamt zeigen die Doppelringanpassungen eine bessere Übereinstimmung mit den Beobachtungen als die Anpassungen für eine einfache Scheibe. Allerdings ist noch zu diskutieren, wie sinnvoll die damit verbundenen Systemeigenschaften sind. So gilt für die Obergrenze der inneren Ringe das gleiche wie für die Ausgangsanpassungen. Es ist nicht zu erklären, weshalb hier keine größeren Teilchen vorhanden sein sollten. Genau andersherum ist es in den äußeren Ringen. Hier ist die Untergrenze der Teilchengröße sehr hoch. Welche Effekte für das Fehlen der kleinen Teilchen bis zum Blow-out-Radius verantwortlich sein können, ist unklar.

Ebenfalls auffällig ist die große Lücke zwischen den beiden Ringen von 150 – 250 AU. Es ist unwahrscheinlich, dass sie durch einen Planet hervorgerufen wird. Zum einen befindet sich die Unterbrechung viel zu weit vom Stern entfernt, als dass man dort einen Planeten erwarten würde. Außerdem wäre selbst der gravitative Einfluss eines großen Planeten auf wenige AU begrenzt.

Abschließend muss man also sagen, dass aus physikalischer Sicht ein Doppelringsystem sehr fragwürdig ist, auch wenn es die besseren Ergebnisse bei der Berechnung der SED liefert. Insgesamt gesehen scheint eine Staubverteilung in Form eines Potenzgesetzes unpassend zu sein, um die Verhältnisse in der Trümmerscheibe um Vega akkurat beschreiben zu können.

6.2.3 Modell des Systems von Vega nach Krivov et al. (2006)

In den von Su et al. (2005) beschriebenen Strukturen des Vegasystems beträgt der Exponent der Teilchengrößeverteilung $\eta = 3,5 = \eta_{\text{coll}}$. In den davon abgeleiteten Anpassungen schwankt der Exponent ebenfalls um diesen Wert. Es liegt daher die Vermutung nahe, dass die Trümmerscheibe von Vega durch Kollisionen bestimmt ist. Um dies genauer zu untersuchen, wurden Simulationen von Krivov et al. (2006) herangezogen.

Beschreibung des Modells

In dem dynamischen Modell von Krivov et al. (2006) wird eine Anfangsverteilung von Staub und Planetesimalen festgelegt. Mit dem Start des Programms *ACE* (*Analysis of Collisional Evolution*) wird das System sich selbst überlassen und es entwickelt sich entsprechend der auftretenden Kollisionen und des Strahlungsdrucks. Bei den Kollisionen können zum einen lediglich katastrophale Kollisionen, zum anderen aber auch kraterisierende und katastrophale Kollisionen berücksichtigt werden. Am Ende werden die Verteilungen der Teilchen im Bereich zwischen 50 und 400 AU zu verschiedenen Zeitpunkten ausgegeben.

Die im Folgenden verwendeten Ergebnisse beruhen alle auf der gleichen Anfangsverteilung. In dieser wurden Teilchen von etwa $0,1 \mu\text{m}$ bis 7 km Radius entsprechend der für Kollisionen typischen Verteilung $n \propto s^{-3,5}$ verwendet. Entsprechend den Untersuchungen von Dent et al. (2000) und Koerner et al. (2001) wurden diese auf Bahnen mit großen Halbachsen a im Bereich von $80 - 120 \text{ AU}$ gesetzt. Ihre räumliche Anfangsverteilung $n \propto a^{-\alpha}$ wurde so gewählt, dass die optische Dicke in dem entsprechenden Ring konstant war. Die Gesamtmasse der Verteilung betrug $8,25 M_{\oplus}$, wobei auf den Staub ($s < 1000 \mu\text{m}$) eine Masse von $5,76 \cdot 10^{-3} M_{\oplus}$ abfiel. Um diesen Wert zu erhalten wurden Abschätzungen von Heinrichsen et al. (1998), Dent et al. (2000) und Su et al. (2005) entsprechend des Alters von Vega, sowie des größeren Teilchengrößebereichs hochskaliert.

Zur Berechnung der SEDs wurden Datensätze verwendet, die dem System nach etwa 325 Myr entsprechen. Berücksichtigt wurden Staubteilchen aus dem Intervall $[1,0 \mu\text{m}; 2000 \mu\text{m}]$. Kleinere Teilchen kamen nur in geringen Mengen vor und sind daher zu vernachlässigen. Größere Teilchen haben zwar einen schwachen Einfluss auf die Flüsse im Submillimeterbereich, konnten aber aufgrund des dann divergierenden Mie-Algorithmus nicht betrachtet werden. In allen Fällen bestand der Staub komplett aus Astrosilikat.

Ergebnisse

Es wurden zwei Datensätze verwendet, der eine nur mit katastrophalen Kollisionen (Fall (1)), der andere mit katastrophalen und kraterisierenden Kollisionen (Fall (2)). Die sich mit diesen Datensätzen ergebenden SEDs sind, zusammen mit den Kurven aus Kapitel 6.2.2 zum besseren Vergleich in Abbildung 6.6 zu sehen. Beide Kurven mussten ein wenig nach unten skaliert werden. Da die Flüsse der Scheiben nach den Gleichungen (2.10), (2.12) und (2.25) direkt proportional zu den Staubmassen sind, bedeutet dies, dass die in den Modellsystemen vorhandenen, strahlenden Massen etwas zu hoch waren. Der Korrekturfaktor bei Vernachlässigung der

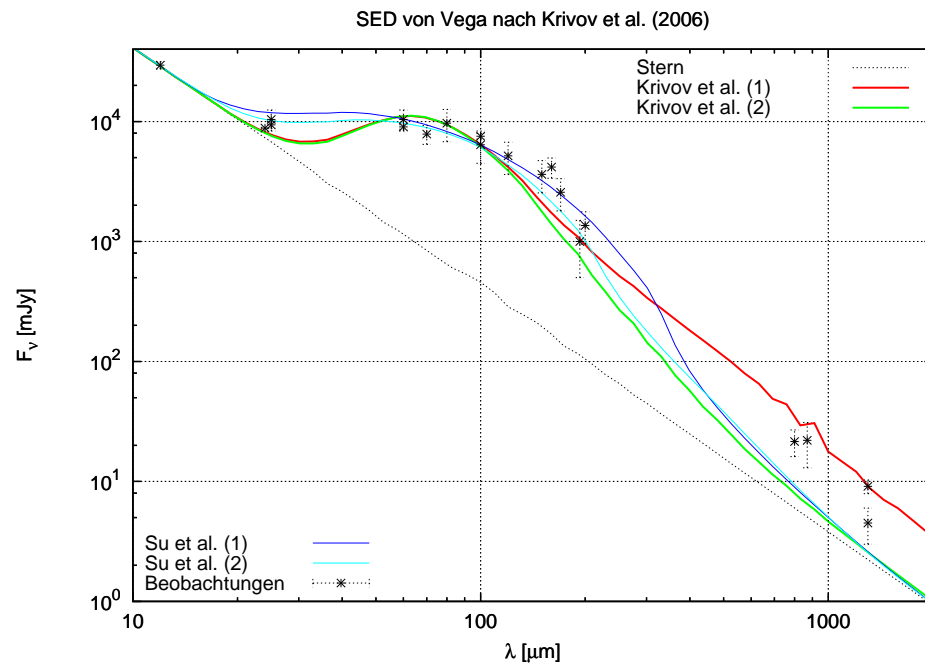


Abbildung 6.6: Berechnete SED für die in Krivov et al. (2006) gegebene Staubverteilung um Vega

kraterierenden Kollisionen beträgt 0,35, bei deren Berücksichtigung 0,55. Die nach Berücksichtigung der Skalierung in den Systemen vorhandenen Massen sind in Tabelle 6.7 aufgelistet.

Massen	Fall (1)	Fall (2)
Gesamtmasse [M_{\oplus}]	2,73	4,10
Staubmasse [M_{\oplus}]	$1,43 \cdot 10^{-3}$	$0,65 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 6.7: Gesamt- und Staubmassen nach etwa 325 Ma bei Berücksichtigung von kraterierenden Kollisionen und bei deren Vernachlässigung

Die Skalierung der Massen stellt kein besonderes Problem für das Modell von Krivov et al. (2006) dar. Bei einer Simulation kann lediglich die Anfangsmasse der Scheibe festgelegt werden, nicht aber die Masse zu einem bestimmten Zeitpunkt in der Entwicklung des Systems. Da es lediglich Abschätzungen über die heutige Masse in der Trümmerscheibe von Vega gibt, ist es recht schwierig, den korrekten Anfangswert zu wählen. Eine leichte Skalierung der Massen war also zu erwarten.

Bei der Skalierung wurde versucht, die Messwerte im nahen und mittleren Infrarot zu reproduzieren, ähnlich wie es bei den Anpassungen von Su et al. (2005) der Fall war. Dadurch wird deutlich, dass sowohl mit als auch ohne kraterierende Kollisionen die Verläufe der SEDs bis etwa $150 \mu\text{m}$ fast identisch sind. In diesem Bereich stimmen die Kurven recht gut mit den Beobachtungen überein. Ab etwa $100 \mu\text{m}$ kommt es in beiden Modellen zu einem zu steilen Abfall, so dass einige Beobachtungspunkte oberhalb der SEDs liegen.

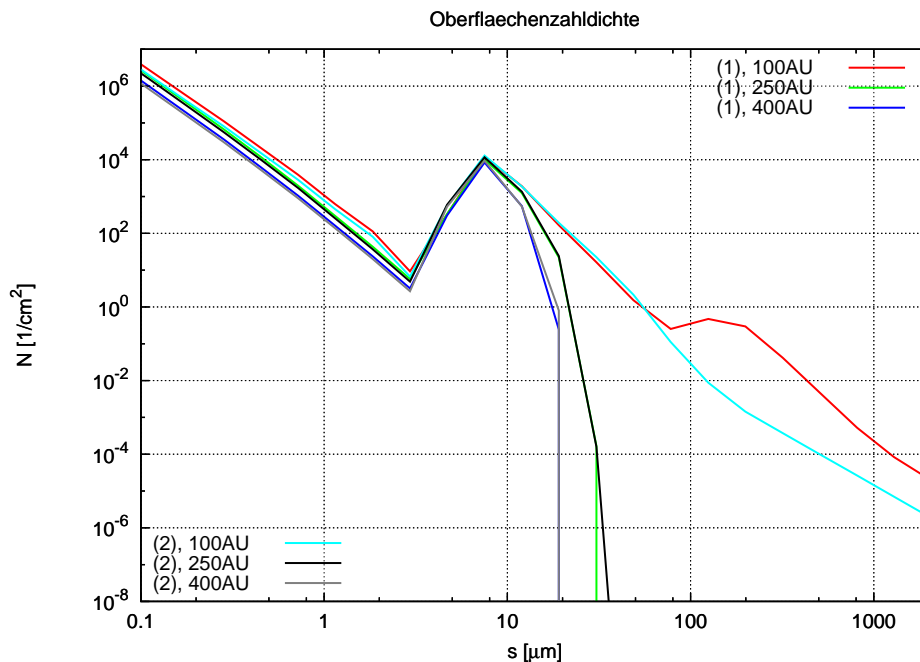


Abbildung 6.7: Oberflächenzahldichte in der von Krivov et al. (2006) gegebenen Staubverteilung um Vega

Auch bei ganz kurzen Wellenlängen liegen die theoretischen Kurven etwas unterhalb der Messwerte. Hierfür gibt es zwei Erklärungsmöglichkeiten. Einerseits wäre es möglich, dass ganz kleine Teilchen fehlen. Andererseits könnte es sein, dass der Fluss in diesem Bereich gar nicht von der Scheibe hervorgerufen wird, sondern von dem von Absil et al. (2006) berichteten inneren Ring.

Ab ungefähr $150 \mu\text{m}$ kommt es zu starken Abweichungen sowohl zwischen den beiden Kurven, als auch zwischen den berechneten und den beobachteten SEDs. Im Fall (1) wird der zuerst zu steile Abfall nach $100 \mu\text{m}$ gebremst und die Kurve verläuft zu flach, so dass die Flüsse im Submillimeterbereich weit oberhalb der Beobachtungen liegen. Im Gegensatz dazu wird im Fall (2) der Abfall fortgesetzt. Im Submillimeterbereich erhält man damit eine ähnliche Form wie bei den Anpassungen von Su et al. (2005).

Die Ursache, welche zu den Unterschieden in den SEDs für die Fälle mit und ohne Kraterierung führt, wird deutlich, wenn man sich die Abhängigkeit der Oberflächenzahldichte von der Teilchengröße für mehrere Abstände in Abbildung 6.7 anschaut. Auch hier wurden wieder die Korrekturfaktoren berücksichtigt. Für große Abstände vom Stern ist der Einfluss der Kraterierung fast zu vernachlässigen. Die Kurven liegen im Fall (2) nur geringfügig unter denen von Fall (1). Das Gleiche gilt auch im Bereich der Anfangsverteilung für Teilchen bis etwa $90 \mu\text{m}$. Danach allerdings kommt es im Fall (1) zu einem Anstieg der Oberflächenzahldichte im Gegensatz zu Fall (2), wo die Kurve weiterhin monoton abfällt. Es herrscht also ein relativer Mangel an größeren Teilchen bei der Berücksichtigung von Kraterierung. Da diese auch erst bei längeren Wellenlängen effektiv emittieren, ist hier der Unterschied der beiden SEDs begründet.

Kraterierende Kollisionen verschieben also das Gleichgewicht in der Scheibe hin zu kleinen

Teilchen. Dies war zu erwarten. Kollisionen mit niedrigeren Aufprallenergien bleiben im Fall (1) ohne Wirkung. Im Fall (2) allerdings werden kleinere Fragmente ausgeschlagen. Die größeren Teilchen und Planetesimale werden also langsam erodiert.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die Kollisionsmodelle von Krivov et al. (2006) im nahen Infrarot eine recht gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen liefern. Erst ab dem mittleren Infrarot kommt es zu erheblichen Abweichungen, sowohl nach oben bei Vernachlässigung von Kraterierung als auch nach unten bei deren Berücksichtigung. Dies macht deutlich, dass zu einer korrekteren Beschreibung der Dynamik des Vegasystems eine Art Mittelweg gefunden werden muss.

Allerdings soll an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, dass gerade in der Beschreibung von kraterierenden Kollisionen große Unsicherheiten beinhaltet sind. So werden beispielsweise die Mechanismen bei Kollisionen zwischen kleinen Teilchen, welche bis jetzt noch nicht bekannt sind, einfach aus den Mechanismen bei Kollisionen zwischen größeren Partikeln extrapoliert (Thébault & Augereau, 2007, z. B.). Es besteht somit die Möglichkeit, dass mit steigender Kenntnis der Kollisionsmechanismen ähnlich gute Ergebnisse wie im nahen Infrarot auch bei längeren Wellenlängen erzielt werden könnten.

Desweiteren ist zu beachten, dass die gewählte Anfangsverteilung des Staubes und der Planetesimale recht unwahrscheinlich ist. Es ist wohl kaum davon auszugehen, dass nach der Entstehung des Sterns eine Verteilung übrig bleibt, die sich auf einen eng begrenzten Ring beschränkt und die Teilchen dabei so verteilt sind, dass sie eine konstante optische Dicke hervorrufen. Der Einfluss der Anfangsverteilung auf die Entwicklung des Systems und damit auf die zu erwartende SED ist schwer abzuschätzen. Es ist aber zu hoffen, dass nachfolgende Untersuchungen mit realistischeren Ausgangsverteilungen zu einer noch besseren Übereinstimmung mit den Beobachtungen führen werden.

6.2.4 Vergleich

Zum Abschluss sollen noch einmal die Strukturen der Vegascheibe, wie sie zum einen von Su et al. (2005) aus Beobachtungen abgeleitet und zum anderen von Krivov et al. (2006) aus dynamischen Untersuchungen gewonnen wurden, miteinander verglichen werden.

Aus Abbildung 6.6 geht hervor, dass bei der zweiten Anpassung von Su et al. (2005) und beim Fall von kraterierenden und katastrophalen Kollisionen von Krivov et al. (2006) die größten Übereinstimmungen in den SEDs erreicht werden. Es lohnt sich also, die Oberflächenzahldichten der beiden Scheibenstrukturen gegenüberzustellen. Die Gegenüberstellung ist in Abbildung 6.8 zu finden. Es zeigt sich, dass etwa zwischen 8 und 11 μm die Dichten ungefähr gleich sind und fast parallel verlaufen. Dies ist also der Bereich, der für die Flüsse beim Maximum des Exzesses, wo die Übereinstimmungen in der SED am größten sind, verantwortlich ist.

Größere Teilchen bis zur oberen Grenze der Anpassung (2) treten in dieser Struktur von Su et al. (2005) bei allen Abständen häufiger auf als in der Struktur von Krivov et al. (2006). Als Folge davon lässt sich in den SEDs sehr gut ein langsamerer Abfall erkennen. Die Tatsache, dass die SEDs ab etwa 1000 μm wieder fast identisch verlaufen, macht den zu vernachlässigenden Einfluss noch größerer Teilchen bei Krivov et al. (2006) auf die thermische Strahlung wegen der

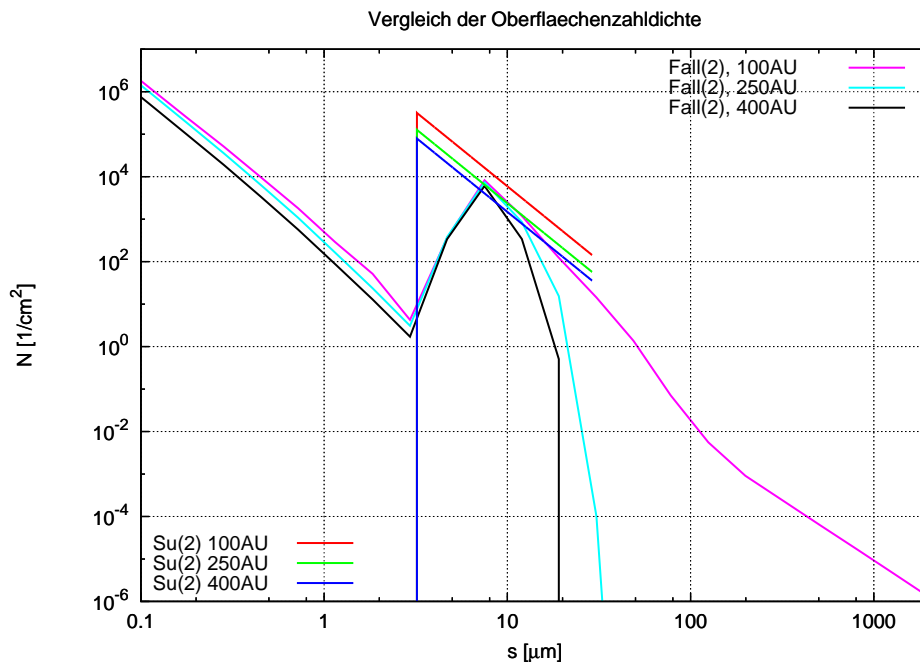


Abbildung 6.8: Vergleich der Oberflächendichte zwischen der ersten Anpassung von Su et al. (2005) und dem Fall (2) bei Krivov et al. (2006)

zu geringen Dichte deutlich. Der zusätzliche Vergleich mit Abbildung 6.7 lässt des Weiteren erkennen, dass ein schmalerer Ring um etwa 100 AU mit Teilchen ab etwa $90 \mu\text{m}$ bei einer etwas höheren Dichte als im Fall (2) und einer etwas geringeren Dichte als in Fall (1) die beobachteten Flüsse im Submillimeterbereich erklären würde.

Teilchen kleiner als $8 \mu\text{m}$ sind in der Vegascheibe nach Krivov et al. (2006), bedingt durch den Strahlungsdruck, nur sehr wenig vorhanden, im Gegensatz zu der Anpassung von Su et al. (2005). Diese Teilchen fehlen, um die gemessenen Exzesse bei kurzen Wellenlängen zu erklären. Für Radien kleiner als $1 \mu\text{m}$ verschwindet der Einfluss des Staubes trotz der steigenden Oberflächenzahldichte. Zwar ist auch von diesen Teilchen thermische Emission zu erwarten, diese liegt aber wegen der geringen Größe bei so kurzen Wellenlängen, dass sie von dem dort bereits sehr hellen Sternspektrum überstrahlt wird.

Als letztes werden nun noch die von den verschiedenen Oberflächenzahldichten erzeugten Verläufe der optischen Dicken miteinander verglichen. Abbildung 6.9 zeigt einen ab 150 – 200 AU fast parallel verlaufenden Abfall der optischen Dicken bei allen vier Scheibenstrukturen. Während zum Stern hin die Kurven bei Su et al. (2005) bis zur inneren Ringgrenze streng monoton ansteigen, besitzen die Kurven von Krivov et al. (2006) bei etwa 100 AU, also im Bereich der angenommenen Ausgangsverteilung, ein Maximum und fallen nach innen wieder ab.

Der Unterschied der optischen Dicken bei Su et al. (2005) und Krivov et al. (2006) von fast einer Größenordnung wird zum einen durch die bei Su et al. (2005) mehr als doppelt so hohen Massen hervorgerufen. Zum anderen ist es eine Folge der Diskrepanzen in der Häufigkeit der Teilchen kleiner als $7 \mu\text{m}$. Diese sind nämlich für einen Großteil der Stauberfläche verant-

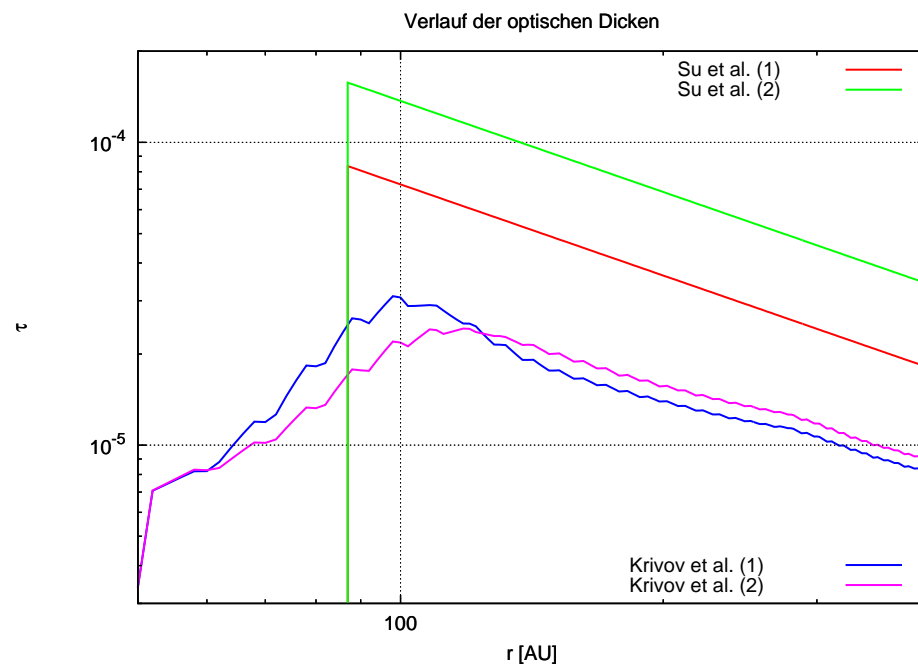


Abbildung 6.9: Vergleich der optischen Dicken in den verschiedenen, betrachteten Strukturen

wortlich. In der SED haben sie allerdings, wie oben besprochen, nur einen Einfluss bei kurzen Wellenlängen. So können die berechneten SEDs trotz dieser starken Verschiebungen in der gleichen Größenordnung liegen.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Wir dürfen das Weltall nicht einengen, um es den Grenzen unseres Vorstellungsvermögens anzupassen, wie der Mensch es bisher zu tun pflegte. Wir müssen vielmehr unser Wissen ausdehnen, so dass es das Bild des Weltalls zu fassen vermag.

FRANCIS BACON

Zirkumstellare Trümmerscheiben sind Überreste der Stern- und Planetenentstehung. Sie bilden sich aus protoplanetaren Scheiben, nachdem nach etwa 10 Myr das Gas der Scheibe durch die Sternstrahlung ausgeblasen worden ist. Wie der Name schon sagt, bestehen Trümmerscheiben aus Teilchen im Bereich von wenigen μm bis hin zu vielen km Radius. Ihre Dynamik ist bestimmt vor allem durch die Gravitation und den Strahlungsdruck des Sterns, den Poynting–Robertson–Effekt, sowie Kollisionen.

Die einzelnen Bestandteile der Trümmerscheibe werden von der Strahlung des Zentralsterns aufgeheizt und damit zur thermischen Emission angeregt. Als Folge lässt sich in der spektralen Energieverteilung des Sterns ein Exzess im Infrarot beobachten. Die Form dieses Exzesses wird bestimmt durch die Verteilung des Staubes in der Scheibe, welche wiederum von den in der Scheibe wirkenden dynamischen Prozessen bestimmt ist.

Im Zuge dieser Diplomarbeit wurde das Programm *SpecCalc* zur Berechnung von spektralen Energieverteilungen entwickelt. Damit wurden zum einen unter der Annahme einfacher Potenzgesetze für die Verteilung des Staubes die SEDs an Beobachtungen angepasst. Zum anderen wurde das Ergebnis einer theoretisch dynamischen Rechnung verwendet und die daraus resultierende SED wiederum mit Beobachtungen verglichen. Ziel war es, Informationen über den Aufbau der Systeme und damit über die in ihnen wirkenden Prozesse und Mechanismen zu gewinnen.

7.1 Methoden und Annahmen

Zur Berechnung der spektralen Energieverteilungen mussten mehrere vereinfachende Annahmen gemacht werden. Im Folgenden sollen die wichtigsten noch einmal aufgelistet und kurz diskutiert werden.

- Alle Überlegungen basieren auf der Annahme einer optisch dünnen Scheibe. Nach Sheret et al. (2004) gilt dies nur für Systeme mit einer fractional Luminosity von $L_{\text{disk}}/L_* < 0,01$ und einem Öffnungswinkel von $> 2^\circ$. Für optisch dickere Scheiben müsste Strahlungstransfer berücksichtigt werden, da der Staub in der Nähe des Sterns die weiter entfernten Bereiche der Scheibe teilweise vor der Sternstrahlung abschirmt. Weil Trümmerscheiben typischerweise optisch dünn sind, bedeutet die verwendete Näherung keine wirkliche Einschränkung im Rahmen der hier betrachteten Problemstellung.
- Für die Geometrie der Scheibe wurde immer eine axialsymmetrische Verteilung des Staubes angenommen. In wie weit diese Annahme berechtigt ist, lässt sich schwer sagen. Nur wenige Trümmerscheiben konnten bis jetzt räumlich aufgelöst beobachtet werden. Es kommt erschwerend hinzu, dass sich Beobachtungen mit verschiedenen Instrumenten zu widersprechen scheinen. So deuten Untersuchungen im Submillimeterbereich bei $850\ \mu\text{m}$ und $1300\ \mu\text{m}$ (Holland et al., 1998; Dent et al., 2000; Koerner et al., 2001) auf die Bildung von Klumpen in der Trümmerscheibe um Vega hin. Andererseits leiten Su et al. (2005) aus den hochaufgelösten Aufnahmen von *Spitzer* bei 24, 70 und $160\ \mu\text{m}$ einen nahezu axialsymmetrischen Aufbau der Scheibe ab. Die Tatsache, dass diese klumpigen Strukturen bei langen Wellenlängen beobachtet werden, deutet allerdings darauf hin, dass sie auf große Teilchen beschränkt sind. Aufgrund ihrer geringen Anzahl und recht schwachen Strahlung im betrachteten Spektralbereich ist der Einfluss auf die SED nur gering. Somit stellt die Annahme von Axialsymmetrie eine akzeptable Näherung dar.
- Bei allen Rechnungen wurden die Staubteilchen als kugelförmig angenommen. Natürlich werden im Allgemeinen die einzelnen Teilchen einer Trümmerscheibe nicht von sphärischer Gestalt sein, sondern eine beliebige Formverteilung besitzen (Tamanai et al., 2006). Eine bessere Näherung wäre dann beispielsweise die Annahme von ellipsoidförmigen Teilchen mit einer Verteilung der Halbachsen und der Orientierungen der Teilchenachsen im Raum. Die Folge wäre ein allgemeiner Anstieg der Absorptionseffizienzen und damit eine Verstärkung des optischen Flusses der Scheibe. Im Vergleich zu einer Scheibe aus sphärischen Teilchen wäre also weniger Staub erforderlich, um die beobachteten Flüsse zu erklären. Die in den Kapiteln 4 bis 6 bestimmten Staubmassen müssten also als obere Massengrenzen aufgefasst werden. An dieser Stelle ist allerdings darauf hinzuweisen, dass über die tatsächliche Formverteilung des zirkumstellaren Staubes kaum etwas bekannt ist. Letztendlich bleibt also nichts anderes übrig, als auf kugelförmige Staubteilchen zurückzugreifen.
- Zur Berücksichtigung der optischen Eigenschaften der Staubteilchen wurde die Mie-Theorie verwendet und mit einem Algorithmus aus Bohren & Huffman (1983) im *Spec-Calc* umgesetzt. Dieser hat den Nachteil, dass er bei großen Größenparametern nicht mehr konvergiert, so dass nur Teilchen bis maximal $2 - 2,5\ \mu\text{m}$ betrachtet werden konnten. Zwar ist die Menge an Teilchen mit größeren Radien sehr klein und ihre thermische Strahlung in dem betrachteten Spektralbereich recht gering, dennoch ist ein Einfluss dieser Teilchen auf die Gesamtmasse des Rings vorstellbar. Um sie also in weiterführenden Untersuchungen mit einzubeziehen, könnte das betrachtete Teilchengrößeintervall in drei Teile eingeteilt werden. Die Strahlung kleiner Teilchen würde weiterhin über die Mie-Theorie beschrieben, die Rayleigh-Gans-Theorie käme bei mittelgroßen Teilchen zum Einsatz und bei großen Teilchen würden die Gesetze der geometrischen Optik verwendet.

- Alle Staubteilchen wurden als homogen betrachtet. Auch wenn verschiedene Staubkomponenten berücksichtigt werden konnten, so war immer nur eine bestimmte Anzahl der Staubteilchen aus einer einzigen Komponente homogen zusammengesetzt. Physikalisch gibt es keinen Grund, warum ein Teilchen nicht auch aus mehreren Stoffen aufgebaut sein könnte. Vorstellbar wäre beispielsweise ein Gesteinskern, der von einer Eishülle umschlossen ist. Auch dürfte die Porosität der Teilchen einen Einfluss auf die optischen Eigenschaften haben. Eine mögliche Behandlung dieses Problems wird von Voshchinnikov et al. (2003) durch die Verwendung von Multischichtkugeln gezeigt. Dies bietet desweiteren eine Möglichkeit zur Beschreibung poröser Teilchen.
- Zur Berechnung der Absorptionseffizienzen wurde pro Komponente nur ein Datensatz mit optischen Daten verwendet. Damit wurde vernachlässigt, dass sowohl der Real- als auch der Imaginärteil des Brechungsindex abhängig von der Temperatur der Teilchen sind, aber auch von der Größe der betrachteten Teilchen. Diese Größenabhängigkeit ist beispielsweise bei Draine (1985) zu sehen. Um dieser Abhängigkeit Rechnung zu tragen, gibt es zwei Möglichkeiten. Die erste wäre, für jede Komponente verschiedene Datensätze bei unterschiedlichen Teilchengrößen und Temperaturen zu verwenden. Dies ist allerdings kaum durchführbar, da es eine solche Vielfalt an Laboruntersuchungen nicht gibt. Die zweite Möglichkeit besteht darin, die vorhandenen Daten auf andere Temperatur- und Teilchengrößenbedingungen theoretisch zu extrapolieren. Leider sind die dazu notwendigen theoretischen Modelle nur begrenzt vorhanden.

Trotz dieser vereinfachenden Annahmen bestand im Fall des in Kapitel 1.4 beschriebenen ersten Lösungsansatzes das Problem, zu viele freie Parameter bestimmen zu müssen. So besitzt jeder betrachtete Ring mindestens (wenn lediglich eine chemische Komponente berücksichtigt wird) acht Freiheitsgrade. Hier kommt erschwerend hinzu, dass, wie in Abbildung 4.3 zu sehen ist, Änderungen bei verschiedenen Parametern ähnliche Auswirkungen auf die SED haben. Somit ist nicht auszuschließen, dass neben den erhaltenen Parametereinstellungen auch durch andere Kombinationen ähnlich gute Anpassungen erzielt werden.

Dennoch war es möglich, durch die Berechnung der spektralen Energieverteilungen mit dem *SpecCalc* Aussagen zu den verschiedenen Systemen zu treffen. Diese sollen nun am Ende noch einmal zusammengefasst werden.

7.2 Ergebnisse

Die erste Anwendung des Programms bestand darin, die SEDs der Staubsysteme um die Sonne, die Zodiakalwolke und den Kuiper-Gürtel, zu berechnen. Aus Beobachtungen ist bekannt, dass die Dynamik dieser Systeme durch den Poynting-Robertson-Effekt bestimmt ist. Zusätzlich wurden die SEDs für den hypothetischen Fall berechnet, dass die Staubsysteme durch Kollisionen dominiert werden, was wesentlich massereichere Scheiben entspricht. Es zeigte sich, dass lediglich der Kuiper-Gürtel und sein Analogon mit heutigen Beobachtungsmöglichkeiten von außerhalb des Sonnensystems detektierbar wären. Der Vergleich der SEDs von kollisions- und Poynting-Robertson-dominierten Systemen zeigte, dass im ersten Fall, die Infrarotexzesse bei deutlich kürzeren Wellenlängen auftreten. Diese Verschiebung, zusammen mit den typi-

scherweise höheren Massen in kollisionsdominierten Systemen, begünstigt die Beobachtbarkeit dieser Systeme im Vergleich zu PR-dominierten Systemen.

Als Zweites wurde das sonnenähnliche System HD 72905 betrachtet. Die aus der Variation der Parameter abgeleitete Struktur des Staubrings weist Ähnlichkeiten sowohl zur Zodiakalwolke, als auch zum Kuiper-Gürtel auf. Die Radial- und die Teilchengrößeabhängigkeit der Oberflächenzahldichte lassen auf ein durch Kollisionen bestimmtes System schließen. Die Hypothese eines dem Late Heavy Bombardment ähnlichen Ereignisses (Wyatt et al., 2007) kann durch die vorgenommenen Untersuchungen weder bestätigt, noch ausgeschlossen werden.

HD 69830 mit drei bekannten Radialgeschwindigkeitsplaneten war die dritte Anwendung. Genauere Aussagen über die Struktur des Systems konnten wegen der wenigen zur Verfügung stehenden Beobachtungen nicht getroffen werden. Dennoch konnte gezeigt werden, dass beide Stabilitätszonen bzgl. der SEDs mögliche Aufenthaltsorte des Staubes sind. Die gefundene Obergrenze der Teilchengröße erscheint sehr klein, muss aber noch mit dynamischen Rechnungen überprüft werden.

Danach wurden die SEDs der beiden Objekte ID 8 und ID 9 aus dem 30 Myr alten, offenen Sternhaufen NGC 2547 untersucht. Die Beobachtungen scheinen nicht mit der Existenz einer Trümmerscheibe vereinbar zu sein. Vielmehr deuten die hohen Exzesse auf Class II / III-Systeme hin, was wiederum den Altersabschätzungen des Sternhaufens widerspricht. Alternativ könnten die Exzesse auch durch nichtaufgelöste Hintergrundobjekte hervorgerufen worden sein. Sowohl zur Überprüfung des Alters von ID 8 und ID 9, als auch zur Suche nach eventuellen Hintergrundobjekten sind weitere Beobachtungen notwendig.

Das letzte betrachtete System war Vega. Hier wurden zuerst die Ergebnisse von Su et al. (2005) überprüft. Beide verwendeten Strukturmodelle der Scheibe erzeugten eine gute Übereinstimmung der berechneten SEDs mit den Beobachtungen im nahen und mittleren Infrarot. Die Abweichungen bei längeren Wellenlängen konnten durch leichte Modifikationen minimiert werden. Die beste Anpassung allerdings, unter der Annahme eines Doppelringsystems, ruft aus physikalischer Sicht die meisten Zweifel hervor. In allen erhaltenen Anpassungen sind unter Berücksichtigung dynamischer Überlegungen zu viele kleine Teilchen unterhalb der Blow-out-Grenze vorhanden. Insgesamt scheint eine einfache Staubverteilung in Form eines Potenzgesetzes ungeeignet, um die Verhältnisse im Vegasystem zu beschreiben.

Die dynamischen Modelle von Krivov et al. (2006) geben in den berechneten SEDs die Beobachtungen im mittleren Infrarot gut wieder, erzeugen aber Abweichungen im nahen, sowie im fernen Infrarot und im Submillimeterbereich. Es scheint einen Mangel an kleinen Teilchen unterhalb der Blow-out-Grenze zu geben. Hier müssen weitere Anstrengungen unternommen werden, die Produktion kleiner Teilchen zu verstehen und adäquat zu beschreiben. Des Weiteren wird die Dynamik in Hinsicht auf die Anzahl größerer Teilchen ab $100\text{ }\mu\text{m}$ durch das Modell nicht korrekt wiedergegeben. Eine Modifikation der Kollisionen, insbesondere der kraterierenden Kollisionen, sowie eine realistischere Anfangsverteilung könnte Abhilfe verschaffen.

Zum Schluss kann man als Fazit festhalten, dass aus dem direkten Vergleich zwischen beobachteter und berechneter spektraler Energieverteilung, wie es in den Kapiteln 4.1 bis 6.2.2 getan wurde, wohl kaum genauere Aussagen über die Struktur von zirkumstellaren Trümmerscheiben getroffen werden können. Selbst bei besserer Kenntnis der Teilchenform und der chemischen Zusammensetzung blieben zu viele Freiheitsgrade, um verlässlichere Aussagen über die

Scheibenstruktur treffen zu können. Für einen tieferen Einblick in den Aufbau von Trümmerscheiben ist man auf räumlich aufgelöste Scheibenbeobachtungen und den Vergleich mit den entsprechenden, berechneten Daten angewiesen. Trotz alledem eignet sich die hier verwendete Methode für grobe Abschätzungen zur Staubmasse und der ungefähren Position des Staubes. Weiterhin bietet sie eine erste Möglichkeit zur Verifizierung theoretischer, dynamischer Modelle zirkumstellarer Trümmerscheiben, wie in Kapitel 6.2.3 gezeigt worden ist. Gerade auf diesem Gebiet sind in Zukunft wertvolle Ergebnisse zu erwarten.

Danksagung

Im normalen Leben wird es einem oft nicht bewusst, dass der Mensch überhaupt unheimlich mehr empfängt, als er gibt, und dass Dankbarkeit das Leben erst reich macht.

DIETRICH BONHOEFFER

Zu aller erst geht mein herzlichster Dank an Prof. Dr. Alexander V. Krivov, der das Thema meiner Diplomarbeit vorgeschlagen und mich seit Oktober letzten Jahres intensiv betreut hat. Des Weiteren möchte ich mich bei allen Kollegen des AIU Jena bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Hier ist an erster Stelle Torsten Löhne zu nennen, der neben Prof. Krivov für meine Betreuung verantwortlich war und mir nicht nur durch Diskussionen mittags in der Mensa helfend zur Seite stand. Doch auch ohne die hilfreiche Unterstützung bei Problemen jeglicher Art durch Dr. Harald Mutschke, Martina Queck, Jürgen Weiprecht Martin Reidemeister, Andreas Seifahrt, Tristan Roell und vielen anderen wäre eine erfolgreiche Bewältigung des Diplomthemas wesentlich erschwert worden.

Dafür, dass sie sich die Zeit genommen und sich durch meine Diplomarbeit gequält haben, um die letzten noch verbliebenen Rechtschreib- und Grammatikfehler auszumerzen, möchte ich mich ganz herzlich bei meiner Mutter, Christine Müller, sowie Hedwig Theisinger, Sebastian Nonhoff (hoffentlich konnte er seinen Urlaub trotzdem genießen) und Susanne Müller bedanken. Ich hoffe, dass dieser für die vier erste (richtige) Ausflüge in die (Astro)Physik nicht allzu abschreckend gewesen ist.

Abschließend möchte ich noch meinen Eltern danken, dass sie mir immer den Rücken frei gehalten und mich unterstützt haben, wodurch es erst möglich wurde, mein Studium in Jena fortzusetzen und zu beenden – die Tatsache, dass ich keine unerwarteten Besuche von ihnen zu befürchten hatte und so meine Aufmerksamkeit mehr auf das Lernen als auf die Sauberkeit und Ordnung meiner Wohnung richten konnte, mag dem auch beigetragen haben ☺.

Anhang A

Verwendete Zeichen und Symbole

Symbol	Bedeutung
$a_n, b_n, c_n, d_n \dots$	Streukoeffizienten
$B_\lambda \dots\dots\dots$	Plancksches Strahlungsgesetz
$\beta \dots\dots\dots$	Verhältnis aus direktem Strahlungsdruck und Gravitation
$\dots\dots\dots$	Verhältnis aus Teilchen- und Vakuumlichtgeschwindigkeit
$c \dots\dots\dots$	Vakuumlichtgeschwindigkeit
$C_{\text{abs}} \dots\dots\dots$	Absorptionsquerschnitt
$C_{\text{ext}} \dots\dots\dots$	Extinktionsquerschnitt
$C_{\text{sca}} \dots\dots\dots$	Streuquerschnitt
$\chi_v \dots\dots\dots$	Extinktionskoeffizient
$D \dots\dots\dots$	Abstand zum System
$\Delta \dots\dots\dots$	Verhältnis aus der Breite des Rings und der Entfernung zum Stern
$\hat{\mathbf{e}} \dots\dots\dots$	Richtung des komplexen Wellenvektors
$\mathbf{E} \dots\dots\dots$	elektrisches Feld
$\varepsilon \dots\dots\dots$	halber Öffnungswinkel der Scheibe
$\dots\dots\dots$	allgemeine Dielektrizität
$\varepsilon_0 \dots\dots\dots$	Dielektrizitätszahl im Vakuum
$f_d \dots\dots\dots$	fractional Luminosity
$f_v^+ \dots\dots\dots$	Strahlungsfluss eines Teilchens in Einheiten der Frequenz
$F_v \dots\dots\dots$	Strahlungsfluss der Scheibe in Einheiten der Frequenz
$F_\lambda \dots\dots\dots$	Strahlungsfluss der Scheibe in Einheiten der Wellenlänge
$F_{\lambda,*} \dots\dots\dots$	Strahlungsfluss des Sterns in Einheiten der Wellenlänge
$\mathbf{F}_{\text{dir}} \dots\dots\dots$	direkter Strahlungsdruck
$\mathbf{F}_G \dots\dots\dots$	Gravitationskraft
$\mathbf{F}_{\text{pg}} \dots\dots\dots$	photogravitative Kraft
$\mathbf{F}_{\text{PR}} \dots\dots\dots$	Poyntig–Robertson–Zugkraft
$g \dots\dots\dots$	Oberflächengravitation des Sterns
$G \dots\dots\dots$	Gravitationskonstante
$G_g \dots\dots\dots$	Querschnittsfläche eines Teilchens
$H \dots\dots\dots$	Skalenhöhe in einer Sternatmosphäre
$\mathbf{H} \dots\dots\dots$	magnetisches Feld

Symbol	Bedeutung
η	Exponent für die Teilchengröße–Verteilung des Staubes
η_v	Emissionskoeffizient
i	imaginäre Einheit
I_v	Intensität eines Lichtstrahls
I_i	eingestrahlte Intensität
J_n	Bessel–Funktionen erster Art
\mathbf{k}	komplexer Wellenvektor
\mathbf{k}'	Realteil des komplexen Wellenvektors
\mathbf{k}''	Realteil des komplexen Wellenvektors
κ	Imaginärteil des Brechungsindex
l	typische Länge in einer Sternatmosphäre
L_{disk}	Leuchtkraft der Scheibe
L_{\odot}	Leuchtkraft der Sonne
L_*	Leuchtkraft des Sterns
$L_{\lambda,*}$	Leuchtkraft des Sterns bei der Wellenlänge λ
L_g^{abs}	von Teilchen absorbierte Leuchtkraft
L_g^{em}	von Teilchen emittierte Leuchtkraft
$L_{\lambda,g}^{\text{em}}$	von Teilchen bei der Wellenlänge λ emittierte Leuchtkraft
λ	Wellenlänge
m	relativer Brechungsindex
m_g	Teilchenmassen
M_{bol}	bolometrische Helligkeit
M_d	Staubmasse
M_{\oplus}	Erdmasse
M_{\odot}	Masse der Sonne
M_*	Masse des Sterns
$\mathbf{M}, \mathbf{M}_{\text{emn}}, \mathbf{M}_{\text{omn}}$..	Vektorharmonische
μ	Kosinus des Streuwinkels (in Kapitel 2.6)
.....	allgemeine Permeabilität (in Kapitel 2.5)
μ_0	Permeabilität im Vakuum
n	Realteil des Brechungsindex
$n(r), n(r,s)$	Zahldichte
\mathbf{n}	Richtung eines Lichtstrahls
N	komplexer Brechungsindex
$N(r), N(r,s)$	Oberflächenzahldichte
$\mathbf{N}, \mathbf{N}_{\text{emn}}, \mathbf{N}_{\text{omn}}$..	Vektorharmonische
ν	Frequenz
ω	Kreisfrequenz
$d\omega$	Raumwinklelement
P_n^m	assoziierte Legendre–Funktionen erster Art
ψ_n	Riccati–Bessel–Funktionen
$Q_{\lambda}^{\text{abs}}, Q_{\text{abs}}$	Absorptionseffizienz
Q_{ext}	Extinktionseffizienz
Q_{pr}	Strahlungsdruckeffizienz
Q_{sca}	Streueffizienz

Symbol	Bedeutung
r	Abstand vom Stern
r_{\min}, r_{\max}	innere und äußere Begrenzung des Rings
r_0	beliebiger Normierungsabstand
R_{\odot}	Radius der Sonne
R_*	Sternradius
ρ	Dichte der Staubteilchen
s	Teilchenradius
s_{\min}, s_{\max}	minimaler und maximaler Teilchenradius
s_0	beliebiger Normierungsteilchenradius
s_{bolw}	Blow-out-Radius
S_d	totaler Wirkungsquerschnitt des Staubes
dS	Querschnitt eines Materieelements
σ_B	Stefan-Boltzmann-Konstante
$\Sigma(r), \Sigma(r,s)$	Querschnittsoberflächendichte
t	Zeit
t_{coll}	Zeitskala für Kollisionen
t_{evap}	Zeitskala für Evaporation
t_f	Zeitskala für einen Flüssigkeitsfluss
t_{PR}	Zeitskala für den Poynting-Robertson-Effekt
t_R	Zeitskala für einen Strahlungsfluss
\mathbf{T}	vektorielle Streuamplitude
T_g	Temperatur der Staubteilchen
T_{\odot}	Effektivtemperatur der Sonne
T_{\min}, T_{\max}	minimale und maximale Staubtemperatur in der Scheibe
τ	mittlere, normale, geometrische optische Dicke
τ_v	optische Tiefe in einer Sternatmosphäre
θ	Streuwinkel
v	typische Geschwindigkeit in einer Sternatmosphäre
\mathbf{v}	Teilchengeschwindigkeit
W_{abs}	absorbierte Energie
W_{ext}	Extinktionsanteil der Energie
W_i	einfallende Energie
W_{sca}	gestreute Energie
x	Größenparameter
\mathbf{x}	Ortsvektor
ξ	Exponent für die radiale Verteilung des Staubes
ξ_n	Riccati-Bessel-Funktionen
Y_n	Bessel-Funktionen zweiter Art
z_n	sphärische Bessel-Funktionen der ersten beiden Ordnungen
$\zeta(s), \bar{\zeta}$	Verhältnis der absorbierten Sternleuchtkraft zur bolometrischen Sternleuchtkraft

Tabelle A.1: Auflistung der verwendeten Zeichen und Symbole

Anhang B

Quellcode des *SpecCalc*

```
/*=====*/
#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <string.h>
#include <math.h>
#include <limits.h>
#include "complex.cc"
#include "Prototypes.cc"
/*=====*/
/* Funktionen */
/*=====*/
complex m(complex N) // relativer Brechungsindex
{
    return
        N / N_med;
}
double x(double s, double lambda) // Groessen-Parameter
{
    return
        2 * M_PI * N_med * s / lambda;
}
/*=====*/
/* Funktionen des Staubes */
/*=====*/

/*=====Abstand vom Stern=====*/
double abst(double integ_star, double integ_grain)
{
    return
        0.5 * Rs * sqrt(integ_star / integ_grain);
}
double r(double s, double T, double integ_star, int k)
{
    return
        0.5 * Rs * sqrt(integ_star / int_l1(T, k));
}
/*=====Ableitung des Abstandes=====*/
double dr(double abstand, double integ_grain, double integ_grain2)
{
    return
        -1.0 / 2.0 * abstand / integ_grain * integ_grain2;
}
/*=====Temperatur bei gegebenem Abstand=====*/
int extremum;
double f(int i, double T, double s, double integ_star, int k, int anzahl, int extremum)
{
    double a;
    if(extremum == 1) // "1" fuer Tmax
    {
        a = (r(s, T, integ_star, k) - rmin[i]);
    }
    else
    {
        if(extremum == 0) // "0" fuer Tmin
        {
            a = (r(s, T, integ_star, k) - rmax[i]);
        }
        else a = 0.0;
    }
    return a;
}
double Temp(int i, double s, double integ_star, int k, int anzahl, int extremum)
{
    double Tgmax = 3000.0;
    double Tgmin = 0.5;
    double mitte = (Tgmax+Tgmin) / 2.0;
    while (fabs(f(i, mitte, s, integ_star, k, anzahl, extremum)) >= 20.0) // Bisektinsverfahren
    {
        if (f(i, Tgmin, s, integ_star, k, anzahl, extremum) * f(i, mitte, s, integ_star, k, anzahl, extremum) <= 0.0
            || f(i, mitte, s, integ_star, k, anzahl, extremum) * f(i, Tgmax, s, integ_star, k, anzahl, extremum) <= 0.0)
        {
            if (f(i, Tgmin, s, integ_star, k, anzahl, extremum) * f(i, mitte, s, integ_star, k, anzahl, extremum) <= 0.0)
            {
                Tgmin = mitte;
            }
            else
            {
                Tgmax = mitte;
            }
        }
        mitte = (Tgmin+Tgmax) / 2.0;
    }
    return mitte;
}
```

```

    {
        if (f(i, Tgmin, s, integ_star, k, anzahl, extremum) * f(i, mitte, s, integ_star, k, anzahl, extremum) <= 0.0)
        {Tgmax = mitte;
        }
        else
        {Tgmin = mitte;
        }
    }
    else {printf("keine Nullstelle\n"); break;}
    mitte = (Tgmax+Tgmin) / 2.0;
}
return mitte;
}
/*=====Oberflaechendichte=====*/
double wirk_quer(int i, int komp)
{
    return
    3.0 * anteil[i][komp] * M_disk[i]*M_earth / 4.0 / rho[i][komp] * (4.0 - eta[i]) / (3.0 - eta[i])
    * (pow(smax[i],(3.0-eta[i])) - pow(smin[i], (3.0-eta[i])))
    / (pow(smax[i],(4.0-eta[i])) - pow(smin[i], (4.0-eta[i])));
}
double N0(int i, int komp)
{
    return
    Sd[i][komp] / r0/r0 / s0/s0/s0 * (2.0 - xi[i]) * (3.0 - eta[i]) / 2.0 / M_PI / M_PI
    / ( pow( (rmax[i] / r0), (2.0-xi[i]) ) - pow( (rmin[i] / r0), (2.0-xi[i]) ) )
    / ( pow( (smax[i] / s0), (3.0-eta[i]) ) - pow( (smin[i] / s0), (3.0-eta[i]) ) )
    * pow(r0, xi[i]) * pow(s0, eta[i]);
}
double N_o(int i, int komp, double abstand, double s)
{
    return
    sgm0[i][komp] / pow(abstand, xi[i]) / pow(s, eta[i]);
}
/*=====Planck'sches Strahlungsgesetz=====*/
double B(double lambda, double T) // in Einheiten der Frequenz
{
    return
    2.0 * h * c0 / pow(lambda,3.0) / (exp(h * c0 / kb / lambda / T) - 1.0);
}
double B_l(double lambda, double T, int numb) // in Einheiten der Wellenlaenge
{
    if (T == Ts)
    {
        return
        star_flux[numb] / M_PI / Rs/Rs * D*D * c0 / lambda/lambda;
    }
    else
    {
        return
        2.0 * h * c0*c0 / pow(lambda,5.0) / (exp(h * c0 / kb / lambda / T) - 1.0);
    }
}
/*=====Glaetten des Absorptionskoeffizienten=====*/
double qabs(double s, double lambda) // die Datenpunkte aus berechnung_qabs werden linear verbunden
{
    double abs_koef;
    if(s < size[0]) {abs_koef = 1.0;}
    else
    {
        if(s >= size[sizes-1]) {abs_koef = 1.0e-25;}
        else
        {
            for(int scount=0; scount<sizes; scount++)
            {
                if(s >= size[scount] && s < size[scount+1])
                {
                    if(lambda < lamb[0])
                    {
                        abs_koef = effi[scount][0] + (effi[scount][1] - effi[scount][0]) / (lamb[1] - lamb[0]) * (lambda - lamb[0]);
                    }
                    else
                    {
                        if(lambda >= lamb[anzahl-1]){abs_koef = 1.0e-25;}
                        else
                        {
                            for(int lcount=0; lcount<anzahl; lcount++)
                            {
                                if(lambda >= lamb[lcount] && lambda < lamb[lcount+1])
                                {
                                    double k1 = ((0.0) - (lamb[lcount+1] - lamb[lcount]))*(effi[scount+1][lcount] - effi[scount][lcount]))
                                    / ((size[scount+1] - size[scount])*(lamb[lcount+1] - lamb[lcount]) - (0.0));
                                    double k2 = ((0.0) - (size[scount+1] - size[scount]))*(effi[scount][lcount+1] - effi[scount][lcount]))
                                    / ((size[scount+1] - size[scount])*(lamb[lcount+1] - lamb[lcount]) - (0.0));
                                    abs_koef = effi[scount][lcount] + k1 * (size[scount] - s) + k2 * (lamb[lcount] - lambda);
                                }
                                else{}
                            }
                        }
                    }
                }
            }
        }
    }
}

```



```

    return
    abs_koef;
}
/*=====Strahlungsfluss=====*/
double F(int i, int j, int anzahl, double lambda, double T, double abstand, double s)
{
    return
    2.0 * M_PI * M_PI * abstand * s * s * N_o(i, j, abstand, s) * qabs(s, lambda) * B(lambda, T) / D / D;
}
/*=====*/
/*
    Strahlungsfluss des Stern
*/
/*=====*/
double Bs(double lambda)
{
    return
    2.0 * h * c0 / pow(lambda, 3.0) / (exp(h * c0 / kb / lambda / Ts) - 1.0);
}
double Fs(double lambda)
{
    return
    M_PI * Rs * Rs / D / D * Bs(lambda);
}
double Fs_Haus(double lambda) // die Datenpunkte aus Hauschildt werden linear verbunden
{
    double fluss;
    if (lambda < wellenlaenge[0])
    {
        double expo_1 = log(Fluss[0] / Fluss[1]) / (wellenlaenge[0] - wellenlaenge[1]);
        double fact_1 = Fluss[1] * exp(-expo * wellenlaenge[1]);
        fluss = fact_1 * exp(expo_1 * lambda);
    }
    else
    {
        if (lambda > wellenlaenge[groesse-1])
        {
            fluss = pow(10, (a_Fs * log10(lambda) + b_Fs));
        }
        else
        {
            for (int ma=0; ma<groesse; ma++)
            {
                if (lambda >= wellenlaenge[ma] && lambda <= wellenlaenge[ma+1])
                {
                    fluss = Fluss[ma] + ((Fluss[ma+1] - Fluss[ma]) / (wellenlaenge[ma+1] - wellenlaenge[ma]) * (lambda - wellenlaenge[ma]));
                    break;
                }
                else {}
            }
        }
    }
    return fluss;
}
#include "ReadData.cc"
#include "Ausgabe.cc"
/*=====*/
/*
    Integrationen
*/
/*=====*/

/*=====lambda-Integration=====*/
double int_l1(double T, int k) // logarithmisch
{
    double tstep = (log(wavelength[k]) - log(wavelength[0])) / k;
    double ft;
    double S = 0.5 * tstep * ( (abs_coefficient[k]*Bl(wavelength[k], T, k)*wavelength[k])
    + (abs_coefficient[0]*Bl(wavelength[0], T, k)*wavelength[0]) );

    for(int zaehler = 1; zaehler < k; zaehler += 1)
    {
        ft = (abs_coefficient[zaehler] * Bl(wavelength[zaehler], T, zaehler) * wavelength[zaehler]);
        S += ft * tstep;
    }
    return S;
}
double integrand(double T, int zaehler) // Integrand fuer int_l2
{
    return
    h * c0 / wavelength[zaehler] / kb / T / T * abs_coefficient[zaehler]
    * Bl(wavelength[zaehler], T, zaehler)
    / (1.0 - exp(-h * c0 / wavelength[zaehler] / kb / T));
}
double int_l2(double T, int k) // logarithmische Integration der Ableitung
{
    double tstep = (log(wavelength[k]) - log(wavelength[0])) / k;
    double ft;
    double K = 0.5 * tstep * ( (integrand(T, k)*wavelength[k]) + (integrand(T, 0)*wavelength[0]) );
    for(int zaehler = 1; zaehler < k; zaehler += 1)
    {
        ft = integrand(T, zaehler) * wavelength[zaehler];
        K += ft * tstep;
    }
    return K;
}
/*=====r-Integration=====*/
double int_r(int i, int j, int anzahl, double lambda, double s, int k, int n)
// umgeschrieben auf Integration ueber die Staub-Temperatur
{

```

```

qabs_zwischenspeicher(s);
double l_int_star = int_ll(Ts, k);
Tmin = Temp(i, s, l_int_star, k, anzahl, 0);
Tmax = Temp(i, s, l_int_star, k, anzahl, 1);
double l_int_grain_Tmin = int_ll(Tmin, k);
double l_int_grain_Tmax = int_ll(Tmax, k);
double x;
double xstep = (Tmax - Tmin) / n;
double fx;
double S = 0.5 * xstep * (F(i, j, anzahl, lambda, Tmin, rmax[i], s) + F(i, j, anzahl, lambda, Tmax, rmin[i], s));
for(x = Tmin+xstep; x < Tmax; x += xstep)
{
    double l_int_grain = int_ll(x, k);
    double l_int_grain2 = int_ll2(x, k);
    double abstand = abst(l_int_star, l_int_grain);
    fx = -F(i, j, anzahl, lambda, x, abstand, s) * dr(abstand, l_int_grain, l_int_grain2);
    S += fx * xstep;
}
return S;
}
/*=====s-Integration=====*/
double int_s(int i, int j, int anzahl, double lambda, int k, int n, int g)
{
    Fs_zwischenspeicher(groesse);
    double z;
    double v;
    double zmin = log(smin[i]);
    double zmax = log(smax[i]);
    double zstep = (zmax - zmin) / g;
    double fz;
    double W = 0.5 * zstep * (int_r(i, j, anzahl, lambda, smax[i], k, n) * smax[i]
                             + int_r(i, j, anzahl, lambda, smin[i], k, n) * smin[i]);
    for(z = zmin+zstep; z<zmax; z+=zstep)
    {
        v = exp(z);
        fz = int_r(i, j, anzahl, lambda, v, k, n) * v;
        W += fz * zstep;
    }
    return W;
}
/*=====*/
/*          Das Hauptprogramm          */
/*=====*/
int main()
{
    printf("Aus welcher Datei sollen die Paramter eingelesen werden?\n");
    scanf("%s", &input);
    ReadData(input);
    Hauschildt(spec_Haus, spec_star);
    bildschirm(0.0);
    a_Fs = log10(Fluss[groesse-1]/Fluss[groesse-2]) / log10(wellenlaenge[groesse-1] / wellenlaenge[groesse-2]);
    b_Fs = log10(Fluss[groesse-1]) - a_Fs * log10(wellenlaenge[groesse-1]);
    expo = log(Fluss[groesse-1]/Fluss[groesse-2]) / (wellenlaenge[groesse-1] - wellenlaenge[groesse-2]);
    fact = Fluss[groesse-2] * exp(-expo * wellenlaenge[groesse-2]);
    Tau1 = new double[ringe+1];
    Tau2 = new double[ringe+1];
    double *dustarea;
    dustarea = new double[ringe+1];
    for(int i=0; i<ringe; i++)
    {
        for(int j=0; j<komponenten[i]; j++)
        {
            Sd[i][j] = wirk_quer(i, j); // Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts der Staub-Komponenten
            sgm0[i][j] = NO(i, j);
            dustarea[i] += Sd[i][j];
        }
        dustarea[ringe] += dustarea[i];
    }
    for(int i = 0; i<ringe; i++)
    {
        Tau1[i] = dustarea[i] / (4.0 * rmax[i] * rmax[i] * tan(alpha[i]));
        Tau2[i] = dustarea[i] / (M_PI * (rmax[i]*rmax[i] - rmin[i]*rmin[i]));
    }
    Tau1[ringe] = dustarea[ringe] / (4.0 * rmax[ringe-1] * rmax[ringe-1] * tan(alpha[ringe-1]));
    Tau2[ringe] = dustarea[ringe] / (M_PI * (rmax[ringe-1]*rmax[ringe-1] - rmin[0]*rmin[0]));
    double l;
    double lambda_min = max(1.0e-4, wellenlaenge[0]);
    double lambda_max = 1.0;
    double l_min = log10(lambda_min);
    double l_max = log10(lambda_max);
    double l_step = fabs(l_max - l_min) / double(positionen);
    double lambda[positionen+1];
    double star[positionen+1];
    double gesamtfluss[positionen+1];
    ring = new double[ringe];
    for(int array=0; array<ringe; array++)
    {
        ring[array] = new double[positionen+1];
    }
    for(int a1=0; a1<ringe; a1++)
    {
        for(int a2=0; a2<positionen; a2++)
        {
            ring[a1][a2] = 0.0;
        }
    }
}

```

```

printf("Berechnung des Stern-Flusses\n");
int p = 0;
for(l = l_min; l < l_max+l_step/2.0; l += l_step)
{
    lambda[p] = pow(10, l);
    star[p] = Fs_Haus(lambda[p]);
    p++;
}
for(int i=0; i<ringe; i++)
{
    double summe[positionen+1];
    for(int pos=0; pos<=positionen; pos++)
    {
        summe[pos] = 0.0;
    }
    for(int j=0; j<komponenten[i]; j++)
    {
        printf("Berechnung der Komponente (%d, %d)\n", i+1, j+1);
        anzahl = LAMBDA[i][j];
        sizes = GROESSE[i][j];
        size = new double[sizes];
        lamb = new double[anzahl];
        ausgabe = new double[anzahl];
        effi = new double*[sizes];
        for(int array=0; array<sizes; array++)
        {
            effi[array] = new double[anzahl];
        }
        for(int a=0; a<anzahl; a++)
        {
            lamb[a] = 0.0;
            ausgabe[a] = 0.0;
        }
        for(int a=0; a<sizes; a++)
        {
            for(int b=0; b<anzahl; b++)
            {
                effi[a][b] = 0.0;
            }
            size[a] = 0.0;
        }
        read(daten[i][j]);
        for(int pos=0; pos<=positionen; pos++)
        {
            summe[pos] += int_s(i, j, anzahl, lambda[pos], k, n, g);
            printf("%15le %15le\n", lambda[pos] / 1.0e-4, summe[pos] / 1.0e-26);
        }
        delete[] size;
        delete[] lamb;
        delete[] ausgabe;
        for(int array=0; array<sizes; array++)
        {
            delete[] effi[array];
        }
        delete[] effi;
    }
    for(int pos=0; pos<=positionen; pos++)
    {
        ring[i][pos] = summe[pos];
    }
}
printf("Berechnung des Gesamtflusses\n");
FILE *ergebnis = fopen(output, "w+");
if (ergebnis == NULL)
{
    printf("%s kann nicht beschrieben werden!\n", output);
}
else
{
    fprintf(ergebnis, "# Lstar=%le, Ts=%le, D=%lepc, Scheibe=%d\n", Lstar, Ts, D/pc, ringe);
    for(int i=0; i<ringe; i++)
    {
        fprintf(ergebnis, "#\n");
        fprintf(ergebnis, "# M_disk(%d)=%le\n", i+1, M_disk[i], i+1);
        fprintf(ergebnis, "# rmin(%d)=%leAU, rmax(%d)=%leAU, xi(%d)=%le\n", i+1, rmin[i]/AU, i+1, rmax[i]/AU, i+1, xi[i]);
        fprintf(ergebnis, "# smin(%d)=%lemu, smax(%d)=%lemu, eta(%d)=%le\n", i+1, smin[i]/1.0e-4, i+1, smax[i]/1.0e-4,
                                                                i+1, eta[i], i+1);
        fprintf(ergebnis, "# komponenten(%d)=%d\n", i+1, komponenten[i]);
        for(int j=0; j<komponenten[i]; j++)
        {
            fprintf(ergebnis, "# anteil(%d, %d)=%le\n", i+1, j+1, anteil[i][j]);
            fprintf(ergebnis, "# dichte(%d, %d)=%leg/cm^3\n", i+1, j+1, rho[i][j]);
            fprintf(ergebnis, "# datei(%d, %d)=%s, anzahl(%d, %d)=%d, sizes(%d, %d)=%d\n", i+1, j+1, daten[i][j],
                                                                i+1, j+1, LAMBDA[i][j], i+1, j+1, GROESSE[i][j]);
        }
        fprintf(ergebnis, "# tau(%d, edge-on)=%le, tau(%d, pole-on)=%le\n", i+1, Taul[i], i+1, Tau2[i]);
    }
    fprintf(ergebnis, "#\n");
    fprintf(ergebnis, "# total: tau(edge-on)=%le, tau(pole-on)=%le\n", Taul[ringe], Tau2[ringe]);
    fprintf(ergebnis, "#\n");
    fprintf(ergebnis, "#k=%d, n=%d, g=%d, positionen=%d\n", k, n, g, positionen+1);
    fprintf(ergebnis, "#\n");
    fprintf(ergebnis, "#=====");
    for(int ausg=0; ausg<ringe; ausg++)
    {
        fprintf(ergebnis, "=====");
    }
}

```

```
}
fprintf(ergebnis, "=====\n");
fprintf(ergebnis, "#lambda[micron] Stern[mJy]      ");
for(int ausg=0; ausg<ringe; ausg++)
{
    fprintf(ergebnis, "Ring(%d)[mJy]      ", ausg+1);
}
fprintf(ergebnis, "Gesamtfluss[mJy]\n");
fprintf(ergebnis, "#=====\n");
for(int ausg=0; ausg<ringe; ausg++)
{
    fprintf(ergebnis, "=====");
}
fprintf(ergebnis, "=====\n");

for(int pos=0; pos<=positionen; pos++)
{
    fprintf(ergebnis, "%15le %15le", lambda[pos] / 1.0e-4, star[pos] / 1.0e-26);
    double gesamt = 0.0;
    for(int i=0; i<ringe; i++)
    {
        fprintf(ergebnis, "%15le", ring[i][pos] / 1.0e-26);
        gesamt += ring[i][pos];
    }
    gesamtfluss[pos] = star[pos] + gesamt;
    fprintf(ergebnis, "%15le\n", gesamtfluss[pos] / 1.0e-26);
}
}
fclose(ergebnis);
delete[] Taul;
delete[] Tau2;
delete[] wellenlaenge;
delete[] Fluss;
delete[] Planck;
for(int array=0; array<ringe; array++)
{
    delete[] ring[array];
}
delete[] ring;
return 0;
}
```

Literaturverzeichnis

- Absil, O., di Folco, E., Mérand, A., Augereau, J.-C., du Foresto, V. C., Aufdenberg, J. P., Kervella, P., Ridgway, S., Berger, D. H., ten Brummelaar, T. A., Sturmann, J., Turner, N. H., and McAlister, H. A. 2006. Circumstellar material in the Vega system revealed by CHARA/FLUOR. *Astronomy & Astrophysics*, 452:237–244.
- Adams, F. C., Lada, C. J., and Shu, F. H. 1987. Spectral Evolution of Young Stellar Objects. *The Astrophysical Journal*, 312:788–806.
- Adams, F. C. and Lin, D. N. C. 1993. Transport Processes and the Evolution of Disks. In: Levy & Lunine (1993), pages 721–748.
- Adelman, S. J. 2004. The physical properties of normal A stars. In: Zverko, J., Žižňovský, J., Adelman, S. J., and Weiss, W. W. (Editors), *The A–Star Puzzle – Proceedings IAU Symposium No. 224*. International Astronomical Union.
- Aumann, H. H., Gillett, F. C., Beichman, C. A., de Jong, T., Houck, J. R., Low, F. J., Neugebauer, G., Walker, R. G., and Wesselius, P. R. 1984. Discovery of a Shell Around Alpha Lyrae. *The Astrophysical Journal*, 278:L23 – L27.
- Backman, D. E., Dasgupta, A., and Stencel, R. E. 1995. Model of a Kuiper Belt Small Grain Population and Resulting Far-Infrared Emission. *The Astrophysical Journal*, 450:L35–L38.
- Becklin, E. E. and Neugebauer, G. 1967. Observations of an Infrared Star in the Orion Nebula. *The Astrophysical Journal*, 147:799–803.
- Beichman, C. A., Bryden, G., Gautier, T. N., Stapelfeldt, K. R., Werner, M. W., Misselt, K., Rieke, G., Stransberry, J., and Trilling, D. 2005. An Excess Due to Small Grains Around the Nearby K0 V Star HD 69830: Asteroid or Cometary Debris? *The Astrophysical Journal*, 626:1061–1069.
- Beichman, C. A., Tanner, A., Bryden, G., Stapelfeldt, K. R., Werner, M. W., Rieke, G. H., Trilling, D. E., Lawler, S., and Gautier, T. N. 2006. IRS Spectra of Solar-Type Stars: a Search for Asteroid Belt Analogs. *The Astrophysical Journal*, 639:1166–1176.
- Bohren, C. F. and Huffman, D. R. 1983. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. John Wiley & Sons, New York.
- Bonnor, W. B. 1956. Boyle’s Law and Gravitational Instability. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 116:351–359.

- Bryden, G., Beichman, C. A., Trilling, D. E., Rieke, G. H., Holmes, E. K., Lawler, S. M., Stapelfeldt, K. R., Werner, M. W., Gautier, T. N., Blaylock, M., Gordon, K. D., Stansberry, J. A., and Su, K. Y. 2006. Frequency of Debris Disks around Solar-Type Stars: First Results from a *sptizer* MIPS Survey. *The Astrophysical Journal*, 636:1098–1113.
- Burns, J. A., Lamy, P. L., and Soter, S. 1979. Radiation Forces on Small Particles in the Solar System. *Icarus*, 40:1–48.
- Carpenter, J. M., Wolf, S., Schreyer, K., Launhardt, R., and Henning, T. 2005. Evolution of Cold Circumstellar Dust around Solar-Type Stars. *The Astronomical Journal*, 129:1049–1062.
- Clariá, J. J. 1982. Membership, basic parameters and luminosity function of the southern open cluster NGC 2547. *Astronomy & Astrophysics Supplement Series*, 47:323–334.
- Cremonese, G., Fulle, M., Muzari, F., and Vanzani, V. 1997. Orbital evolution of meteoroids from short period comets. *Astronomy & Astrophysics*, 324:770–777.
- Dent, W. R. F., Walker, H. J., and nd J. S. Greaves, W. S. H. 2000. Models of the dust structures around Vega-excess stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 314:702–712.
- Dohnanyi, J. S. 1969. Collisional model of asteroids and their debris. *Journal of Geophysical Research*, 74:2531–2554.
- Draine, B. T. 1985. Tabulated Optical Properties of Graphite and Silicate Grains. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 57:587–594.
- Draine, B. T. and Lee, H. M. 1984. Optical Properties of Interstellar Graphite and Silicate Grains. *The Astrophysical Journal*, 285:89–108.
- Fajardo-Acosta, S. B., Stencel, R. E., Backman, D. E., and Thakur, N. 1999. *Infrared Space Observatory* Photometric Search of Main-Sequence Stars for Vega-Type Systems. *The Astrophysical Journal*, 520:215–222.
- Fixsen, D. J. and Dwek, E. 2002. The Zodiacal Emission Spectrum as Determined by *cobe* and its Implications. *The Astrophysical Journal*, 578:1009–1014.
- Fuhrmann, K. 2004. Nearby Stars of the Galactic Disk and Halo. III. *Astronomische Nachrichten*, 325, No. 1:3–80.
- Gaidos, E. J. and Gonzales, G. 2002. Stellar Atmospheres of Nearby Young Solar Analogs. *New Astronomy*, 7:211–226.
- Goldreich, P. and Ward, W. R. 1973. The Formation of Planetesimals. *The Astrophysical Journal*, 183:1051–1061.
- Gorlova, N., Balog, Z., Rieke, G. H., Muzerolle, J., Su, K. Y. L., Ivanov, V. D., and Young, E. T. 2007. Debris Disks in NGC 2547. *The Astrophysical Journal*, in press.
- Greaves, J. S. and Wyatt, M. C. 2003. Some anomalies in the occurrence of debris discs around main-sequence A and G stars. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 345:1212–1222.

- Grün, E., Zook, H. A., Fechtig, H., and Giese, R. H. 1985. Collisional Balance of the Meteoritic Complex. *Icarus*, 62:244–272.
- Habing, H. J., Dominik, C., de Muizon, N. J., Laureijs, R. J., Kessler, M. F., Leech, K., Metcalfe, L., Salama, A., Siebenmorgen, R., Trams, N., and Bouchet, P. 2001. Incidence and Survival of Remnant Disks around Main–Sequence Stars. *Astronomy & Astrophysics*, 365:545–561.
- Harper, D., Loewenstein, R. F., and Davidson, J. A. 1984. On the Nature of the Material Surrounding Vega. *The Astrophysical Journal*, 285:808–812.
- Hauschildt, P. H. 1992. A fast operator perturbation method for the solution of the special relativistic equation of radiative transfer in spherical symmetry. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 47:433–453.
- Hauschildt, P. H., Allard, F., and Baron, E. 1999. The NextGen Model Atmosphere Grid for $3000 \leq T_{\text{eff}} \leq 10,000\text{K}$. *The Astrophysical Journal*, 512:377–385.
- Hauschildt, P. H., Baron, E., and Allard, F. 1997. Parallel Implementation of the Phoenix Generalized Stellar Atmosphere Programm. *The Astrophysical Journal*, 483:390–398.
- Heinrichsen, I., Walker, H. J., and Klaas, U. 1998. Infrared mapping of the dust disc around vega. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 293:L78–L82.
- Hildebrand, R. H. 1983. The Determination of Cloud Masses and Dust Characteristics from Submillimetre Thermal Emission. *Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society*, 24:267–282.
- Holland, W. S., Greaves, J. S., Zuckerman, B., Webb, R. A., McCarthy, C., Coulson, I. M., Walther, D. M., Dent, W. R. F., Gear, W. K., and Robson, I. 1998. Submillimeter images of dusty debris around nearby stars. *Nature*, 392:788–791.
- Jäger, C., Mutschke, H., and Henning, T. 1998. Optical Properties of Carbonaceous Dust Analogues. *Astronomy & Astrophysics*, 332:291–299.
- Jewitt, D. and Luu, J. 1993. Discovery of the candidate Kuiper belt object 1992QB₁. *Nature*, 362:730–732.
- Kessler, M. F., Steinz, J. A., Anderegg, M. E., Clavel, J., Drechsel, G., Estaria, P., Faelker, J., Riedinger, J. R., Robson, A., Taylor, B. G., and de Ferrán, S. X. 1996. The Infrared Space Observatory (ISO) Mission. *Astronomy & Astrophysics*, 315:L27–L31.
- King, J. R., Villarreal, A. R., Soderblom, D. R., Gulliver, A. F., and Adelman, S. J. 2003. Stellar Kinematic Groups. II. A Reexamination of the Membership, Activity, and Age of the Ursa Major Group. *The Astronomical Journal*, 125:1980–2017.
- Koerner, D. W., Sargent, A. I., and Ostroff, N. A. 2001. Millimeter–Wave Synthesis Imaging of Vega: Evidence for a Ring Arc at 95AU. *The Astrophysical Journal*, 560:L181–L184.
- Krivov, A. 2005. Physics of Debris Disks. In: Krüger, H. and Graps, A. (Editors), *Dust in planetary systems*. ESA Publ., SP-643:123–132.

- Krivov, A. V., Löhne, T., and Sremčević, M. 2006. Dust distributions in debris disks: effects of gravity, radiation pressure and collisions. *Astronomy & Astrophysics*, 455:509–519.
- Krivov, A. V., Mann, I., and Krivova, N. A. 2000. Size distribution of dust in circumstellar debris discs. *Astronomy & Astrophysics*, 362:1127–1137.
- Lada, E. A. 1992. Global Star Formation in the L1630 Molecular Cloud. *The Astrophysical Journal*, 393:L25–L28.
- Laor, A. and Draine, B. T. 1993. Spectroscopic Constraints on the Properties of Dust in Active Galactic Nuclei. *The Astrophysical Journal*, 402:441–468.
- Larson, R. B. 1969. Numerical Calculations of the Dynamics of a Collapsing Proto-Star. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 145:271–295.
- Leinert, C. and Grün, E. 1990. Interplanetary dust. In: Schwenn & Marsch (1990), pages 207–275.
- Leinert, C., Röser, S., and Buitrago, J. 1983. How to maintain the spatial distribution of interplanetary dust. *Astronomy & Astrophysics*, 118:345–357.
- Levy, E. H. and Lunine, J. I. (Editors) 1993. *Protostars and Planets III*. The University of Arizona Press, Tucson.
- Liou, J.-C., Zook, H. A., and Dermott, S. F. 1996. Kuiper Belt Dust Grains as a Source of Interplanetary Dust Particles. *Icarus*, 124:429–440.
- Lissauer, J. J. and Stewart, G. R. 1993. Growth of Planets from Planetesimals. In: Levy & Lunine (1993), pages 1061–1088.
- Lisse, C. M., Beichman, C. A., Bryden, G., and Wyatt, M. C. 2007. On the Nature of the Dust in the Debris Disk Around HD 69830. *The Astrophysical Journal*, 658:584–592.
- Louis, C., Mayor, M., Pepe, F., Alibert, Y., Benz, W., Bouchy, F., Correia, A. C. M., Laskar, F., Mordasini, C., Queloz, D., Santos, N. C., Udry, S., Bertaux, J.-L., and Sivan, J.-P. 2006. An extrasolar planetary system with three Neptune-mass planets. *Nature*, 441:305–309.
- Luck, R. E. and Heiter, U. 2005. Stars within 15 Parsecs: Abundances for a Northern Sample. *The Astronomical Journal*, 129:1063–1083.
- Mann, I., Grün, E., and Wilck, M. 1996. The Contribution of Asteroid Dust to the Interplanetary Dust Cloud: The Impact of ULYSSES Results on the Understanding of Dust Production in the Asteroid Belt and of the Formation of the IRAS Dust Bands. *Icarus*, 120:399–407.
- Meyer, M. R., Backman, D. E., Weinberger, A. J., and Wyatt, M. C. 2007. Evolution of Circumstellar Disks Around Normal Stars: Placing Our Solar System in Context. In: Reipurth et al. (2007), pages 573–588.
- Mihalas, D. and Mihalas, B. W. 1984. *Foundation of Radiation Hydrodynamics*. Oxford University Press.
- Moro-Martín, A. and Malhotra, R. 2003. Dynamical Models of Kuiper Belt Dust in the Inner and Outer Solar System. *The Astrophysical Journal*, 125:2255–2265.

- Moro-Martín, A., Wolf, S., and Malhotra, R. 2005. Signatures of Planets in Spatially Unresolved Debris Disks. *The Astrophysical Journal*, 621:1079–1097.
- Mouillet, D., Larwood, J. D., Papaloizou, J. C. B., and Lagrange, A. M. 1997. A planet on an inclined orbit as an explanation of the warp in the β Pictoris disc. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 292:896–904.
- Neugebauer, G., Habing, H. J., van Duinen, R., Aumann, H. H., Baud, B., Beichman, C. A., Beintema, D. A., Boggess, N., Clegg, P. E., de Jong, T., Emerson, J. P., Gautier, T. N., Gillett, F. C., Harris, S., Hauser, M. G., Houck, J. R., Jennings, R. E., Low, F. J., Marsden, P. L., Miley, G., Olmon, F. M., Pottasch, S. R., Raimond, E., Rowan-Robinson, M., Soifer, B. T., Walker, R. G., Wesselius, P. R., and Young, E. 1984. The *Infrared Astronomical Satellite* (IRAS) mission. *The Astrophysical Journal*, 278:L1–L6.
- Peterson, D. M., Hummel, C. A., Pauls, T. A., Armstrong, J. T., Benson, J. A., Gilbreath, G. C., Hindsley, R. B., Hutter, D. J., Johnston, K. J., Muzorkewich, D., and Schnitt, H. R. 2006. Vega is a rapidly rotating star. *Nature*, 440:896–899.
- Plavchan, P., Jura, M., and Lipsky, S. J. 2005. Where Are the M Dwarfs Disks Older than 10 Million Years? *The Astrophysical Journal*, 631:1161–1169.
- Reipurth, B., Jewitt, D., and Keil, K. (Editors) 2007. *Protostars and Planets V*. The University of Arizona Press, Tuscon.
- Rieke, G. H., Su, K. Y. L., Stansberry, J. A., Trilling, T., Bryden, G., Muzerolle, J., White, B., Gorlova, N., Young, E. T., Beichman, C. A., Stapelfeldt, K. R., and Hines, D. C. 2005. Decay of Planetary Debris Disks. *The Astrophysical Journal*, 620:1010–1026.
- Schwenn, R. and Marsch, E. (Editors) 1990. *Physics of the Inner Heliosphere. I. Large-Scale Phenomena*. Springer-Verlag.
- Sheret, I., Dent, W. R. F., and Wyatt, M. C. 2004. Submillimeter observations and modelling of Vega-type stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 348:1282–1294.
- Shu, F., Najita, J., Galli, D., Ostriker, E., and Lizano, S. 1993. The Collapse of Clouds and the Formation and Evolution of Stars and Disks. In: Levy & Lunine (1993), pages 3–45.
- Silverstone, M. D., Meyer, M. R., Mamajek, E. E., Hines, D. C., Hillenbrand, L. A., Najita, J., Pascucci, I., Bouwman, J., Kim, J. S., Carpenter, J. M., Stauffer, J. R., Backman, D. E., Moro-Martín, A., Henning, T., Wolf, S., Brook, T. Y., and Padgett, D. L. 2006. Formation and Evolution of Planetary Systems (FEPS): Primordial Warm Dust Evolution from 3 to 30 Myr around Sun-Like Stars. *The Astrophysical Journal*, 639:1138–1146.
- Sloan, G. C., Kraemer, K. E., Price, S. D., and Shipman, R. F. 2003. A Uniform Database of 2.4–45.4 Micron Spectra from the *Infrared Space Observatory* Short Wavelength Spectrometer. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 147:379–401.
- Sousa, S. G., Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M., and Monteiro, M. J. P. F. G. 2006. Spectroscopic parameters for a sample of metal-rich solar-type stars. *Astronomy & Astrophysics*, 458:873–880.

- Spangler, C., Sargent, A. I., Silverstone, M. D., Becklin, E. E., and Zuckerman, B. 2001. Dusty Debris around Solar-Type Stars: Temporal Disk Evolution. *The Astrophysical Journal*, 555:932–944.
- Stern, S. A. 1996. Signatures of collisions in the Kuiper Belt. *Astronomy & Astrophysics*, 310:999–1010.
- Strubbe, L. E. and Chiang, E. I. 2006. Dust Dynamics, Surface Brightness Profiles, and Thermal Spectra of Debris Disks: the Case of AU Microscopii. *The Astrophysical Journal*, 648:652–665.
- Su, K. Y. L., Rieke, G. H., Misselt, K. A., Stansberry, J. A., Moro-Martín, A., Stapelfeldt, K. R., Werner, M. W., Trilling, D. E., Bendo, G. J., Gordon, K. D., Hines, D. C., Wyatt, M. C., Holland, W. S., Marengo, M., Megath, S. T., and Fazio, G. G. 2005. The Vega Debris Disk: a Surprise from *SPITZER*. *The Astrophysical Journal*, 628:487–500.
- Tamanai, A., Mutschke, H., Blum, J., and Meeus, G. 2006. The 10 μ m Infrared Band of Silicate Dust: A Laboratory Study Comparing the Aerosol and KBr Pellet Techniques. *The Astrophysical Journal*, 648:L147–L150.
- Thébault, P. and Augereau, J.-C. 2007. Collisional processes and size distribution in spatially extended debris discs. *Astronomy & Astrophysics*, in press:–.
- Torbett, M. V. 1984. Hydrodynamic Ejection of Bipolar Flows from Objects Undergoing Disk Accretion – T Tauri Stars, Massive Pre-Main-Sequence Objects, and Cataclysmic Variables. *The Astrophysical Journal*, 278:318–325.
- Unsöld, A. and B. Baschek 2005. *Der neue Kosmos*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 7th edition.
- Voshchinnikov, N. V. 2004. *Optics of cosmic dust I*. Cambridge Scientific Publishers, Cambridge.
- Voshchinnikov, N. V., Il'in, V. B., Henning, T., and Dubkova, D. N. 2003. A new model of composite interstellar dust grains. In: Witt, A. N. (Editor), *Astrophysics of Dust* (meeting abstract).
- Walker, H. J. and Wolstencroft, R. D. 1988. Cool circumstellar matter around nearby main-sequence stars. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 100:1509–1521.
- Weidenschilling, S. J. and Cuzzi, J. N. 1993. Formation of Planetesimals in the Solar Nebula. In: Levy & Lunine (1993), pages 10031–1060.
- White, R. J., Greene, T. P., Doppmann, G. W., Covey, K. R., and Hillenbrand, L. A. 2007. Stellar Properties of Embedded Protostars. In: Reipurth et al. (2007), pages 117–132.
- Wilner, D. J., Holman, M. J., Kuchner, M. J., and Ho, P. T. P. 2002. Structure in the Dusty Debris around Vega. *The Astrophysical Journal*, 569:L115–L119.
- Wolf, S. and Hillenbrand, L. A. 2003. Model Spectral Energy Distributions of Circumstellar Debris Disks. I. Analytic Disk Density Distributions. *The Astrophysical Journal*, 596:603–620.

- Wolf, S. and Hillenbrand, L. A. 2005. Debris Disk Radiative Transfer Simulation Tool (DDS). *Computer Physics Communications*, 171:208–218.
- Wolf, S. and Voshchinnikov, N. V. 2004. Mie scattering by ensembles of particles with very large size parameters. *Computer Physics Communications*, 162:113–123.
- Wyatt, M. C. 2005. The insignificance of P-R drag in detectable extrasolar planetesimal belts. *Astronomy & Astrophysics*, 433:1007–1012.
- Wyatt, M. C., Smith, R., Greaves, J. S., Beichman, C. A., Bryden, G., and Lisse, C. M. 2007. Transience of Hot Dust around Sun-Like Stars. *The Astrophysical Journal*, 658:569–583.
- Young, E. T., Lada, C. J., Teixeira, P., Muzerolle, J., Muench, A., Stauffer, J., Beichman, C. A., Rieke, G. H., Hines, D. C., Su, K. Y. L., Engelbracht, C. W., Gordon, K. D., Misselt, K., Morrison, J., Stansberry, J., and Kelly, D. 2004. *Spitzer* Observations of NGC 2547: the Disk Population at 25 Million Years. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 154:428–432.
- Zuckerman, B. and Becklin, E. E. 1993. Submillimeter Studies of Main-Sequence Stars. *The Astrophysical Journal*, 414:793–802.

Erklärung

Ich erkläre, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Jena, den 13.08.2007

Müller, Sebastian

Seitens des Verfasseres bestehen keine Einwände, die vorliegende Diplomarbeit für die öffentliche Nutzung in der Thüringer Universitäts- und Landesbibliothek zur Verfügung zu stellen.

Jena, den 13.08.2007

Müller, Sebastian